

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR
FIZIKA DOKTORI ISKOLA

**Kollapszár szupernóva-robbanások
fényességváltozásának modellezése**

PhD. értekezés

Nagy Andrea
okleveles fizikus

Témavezető:
Dr. Vinkó József
egyetemi docens

Szeged
2016

Tartalomjegyzék

Bevezetés	3
1. Elméleti áttekintés	5
1.1. Nagy tömegű csillagok fejlődése	5
1.1.1. Csillagfejlődés modellezése a MESA programcsomaggal	8
1.2. Kollapszár szupernóva-robbanások	11
1.3. Kollapszár szupernóva-robbanások csoportosítása	13
1.4. Szupernóvák fényességváltozásának analitikus leírása	15
1.4.1. Az Arnett-modell és kiegészítései	16
1.4.2. II-es típusú szupernóvák egyéb fénygörbe modelljei	22
1.4.3. Magnetárok szerepe a fénygörbe kialakulásában	24
1.4.4. Ib/c és IIb típusú robbanások tömegbecslése a fénygörbe alapján	25
1.5. Szupernóvák fényességváltozásának hidrodinamikai leírása	27
1.5.1. IIP típusú szupernóvák hidrodinamikai modellezése	28
1.5.2. IIb típusú szupernóvák kettős szülőcsillagainak modellezése	30
1.5.3. Szupernóva-robbanások modellezése az SNEC kóddal	31
2. Vizsgálati módszerek	35
2.1. Differenciálegyenletek diszkretizációja és numerikus megoldása	35
2.2. Mennyiségek korrelációjának vizsgálata	36
2.3. Mérési adatok illesztése - legkisebb négyzetek módszere	38
3. Szupernóva-robbanások fényességváltozásának modellezése	39
3.1. Kollapszárok kétkomponensű modellje	39
3.2. Illesztési paraméterek fénygörbére gyakorolt hatása	43
3.3. Paraméterek korrelációjának vizsgálata	48
3.4. Opacitás-feltétel vizsgálata	49
3.4.1. Átlagos opacitás meghatározása az SNEC segítségével	49
3.4.2. A ledobott tömeg és az opacitás korrelációjának vizsgálata	51
3.5. Robbanási időpont bizonytalanságának hatása	53
4. Mérési adatok illesztése	56
4.1. IIb típusú szupernóvák paramétereinek meghatározása	56
4.1.1. SN 1993J	57
4.1.2. SN 2011fu	60
4.1.3. SN 2013df	61
4.2. IIP típusú szupernóvák paramétereinek meghatározása	64
4.2.1. SN 1987A	65
4.2.2. SN 2003hn	68

4.2.3.	SN 2004et	69
4.2.4.	SN 2005cs	70
4.2.5.	SN 2009N	73
4.2.6.	SN 2012A	74
4.2.7.	SN 2012aw	76
4.2.8.	SN 2013ej	78
4.3.	Szuperfényes szupernóvák paramétereinek meghatározása	80
4.3.1.	A magnetár energiatermelési mechanizmus tesztje	81
4.3.2.	SN 2006gy	81
5.	Diszkusszió és véggövetkeztetések	85
5.1.	Kollapszár szupernóva-robbanások sebessége	87
5.2.	Tömeg-diszkrepancia vizsgálata	89
	Összefoglalás	91
	Summary	93
	Köszönetnyilvánítás	96
	Hivatkozások	97
	Függelék: LC2 fénygörbe-illesztő kód	103

Bevezetés

A nagy tömegű csillagok keletkezése és fejlődése, valamint az életüket lezáró kataklizmikus szupernóva-robbanások lehetséges mechanizmusainak vizsgálata a modern asztrofizika egyik dinamikus fejlődő területe. Ennek a kiemelt érdeklődésnek egyik oka az, hogy a nagy tömegű csillagok jelentős szerepet töltenek be a Világegyetem kémiai evolúciójában, annak ellenére, hogy számuk jóval kisebb, mint kis tömegű társaiké. Ebben a tekintetben fontosságukat leginkább az adja, hogy a fejlődésük végső állapotát jelentő szupernóva-robbanások a héliumnál nehezebb elemek feldúsulását eredményezik az Univerzumban, azaz közvetett módon ezek az objektumok okozzák az újonnan keletkező csillagok egyre nagyobb fémtartalmát. Emellett ezek a kataklizmikus folyamatok felelősek a közetbolygók létrejöttéhez nélkülözhetetlen kémiai elemek (pl.: szilícium, vas) elterjesztéséért is.

A robbanás tényleges lefolyása a csillag tömegétől függően több különböző fizikai mechanizmus révén is történhet. Bár éles határokat nem lehet megállapítani a csillagok kémiai diverzitása miatt, általánosságban elmondható, hogy ha ezen objektumok tömege 8 és 100 naptömeg (M_{\odot}) tartományba esik, akkor fejlődésük során a magjukban a fúzió egészen a vas-csoportig lezajlik, életük pedig a vasmag összeomlásával (kollapszusával) ér véget. Azonban ha a csillag tömege meghaladja a $\sim 100 M_{\odot}$ -t, akkor magja már az oxigénfúziót megelőzően eléri a dinamikai instabilitás határát, ami szétveti az egész csillagot.

A szupernóvák fizikai tulajdonságainak pontosabb megismeréséhez kulcsfontosságú, hogy feltérképezzük a különböző robbanási mechanizmusokat befolyásoló asztrofizikai paramétereket. Ezek meghatározása azonban nem egyszerű feladat, mivel megfigyelési szempontból csak ritkán van lehetőség a szupernóva szülőcsillagának közvetlen beazonosítására. Emellett azt is szem előtt kell tartani, hogy a robbanás során kialakuló extrém fizikai viszonyok létrehozása jelenlegi tudásunk szerint földi körülmények között egyáltalán nem valósítható meg. Ennek következtében a robbanás fizikai állapotát csak közvetett módon, a tranziens fényességváltozásának vagy spektrális jellemzőinek elméleti modellezésével van lehetőségünk meghatározni. Ennek egyik lehetséges módja az, amikor fundamentális fizikai törvényekből kiindulva létrehozunk egy olyan, számos közelítést tartalmazó, fél-analitikus leírásmódot, amely képes a robbanás mérhető tulajdonságainak reprodukálására. Az a tény, hogy egy olyan komplex folyamat, mint amilyen egy szupernóva-robbanás, közelítőleg jellemezhető egy látszólag ennyire egyszerű matematikai eszközkészlettel, arra inspirált, hogy fő kutatási témaként a csillagmagok összeomlásából keletkező szupernóva-robbanások fényességváltozásának modellezését válasszam.

Doktori munkám során az Arnett és Fu (1989) által publikált diffúziós modell általánosításával és továbbfejlesztésével foglalatostkodtam. Majd az ennek eredményeként létrehozott kétkomponensű konfiguráció segítségével meghatároztam néhány IIP, illetve IIb típusú szupernóva-robbanás paramétereit. Ezt követően elvégeztem ezeknek a fizikai tulajdonságoknak az összevetését a szakirodalomban rendelkezésre álló illesztési eredményekkel. Ennek alapján arra a kö-

vetkeztetésre jutottam, hogy a szupernóva-robbanást leíró fizikai mennyiségek nagyságrendileg meghatározhatók az általam használt fél-analitikus kód segítségével.

Dolgozatom további részében először áttekintést adok a nagy tömegű csillagok fejlődésének legfontosabb állomásairól, majd ismertetem ezen evolúciós folyamatok numerikus modellezésének egy lehetséges módját. Ezt követően részletesen tárgyalom a kollapszár szupernóvák tulajdonságait, ezen belül is különös figyelmet fordítva a robbanások fényességváltozásának analitikus és hidrodinamikai leírásmódjának elméleti hátterére. Ezután bemutatom az általam fejlesztett kétkomponensű szupernóva-modell alapvető fizikai konfigurációját, részletesen kitérve az illesztés bizonytalanságainak okaira. Végül pedig ismertetem az általam vizsgált szupernóvák analíziséből kapott eredményeket, valamint áttekintem az ezekből levont következtetéseimet.

1. Elméleti áttekintés

1.1. Nagy tömegű csillagok fejlődése

A csillagok fejlődését alapvetően a kezdeti tömegük határozza meg, ami nem csak az evolúció lefolyását és sebességét, de a csillag végállapotát is determinálja. Az általánosan elfogadott definíció értelmében akkor beszélünk nagy tömegű csillagról, ha az égitest kezdeti tömege meghaladja a $\sim 8M_{\odot}$ -t (Carroll és Ostlie, 2007; Woosley, Heger és Weaver, 2002).

A nagy tömegű csillagok éppen úgy kezdik az életüket, mint minden más csillag, vagyis ezek az objektumok is $10^3 - 10^5 M_{\odot}$ -ű molekulafelhők gravitációs összehúzódásának következtében jönnek létre. Amennyiben eltekintünk a felhő mágneses terétől, illetve a felhőt alkotó molekulák makroszkopikus rezgési és forgási viszonyaitól, akkor az összehúzódás feltételét a viriáltétel szolgáltatja

$$|\Omega| > 2U, \quad (1)$$

ahol Ω a felhő gravitációs potenciális energiája, U pedig a teljes belső energiája. Ideális gázból álló, gömbszimmetrikus felhőt feltételezve a gravitációs kollapszus feltétele:

$$\frac{GM_f}{R_f} > \frac{5\mathcal{R}T}{\mu}, \quad (2)$$

ahol G a gravitációs állandó, M_f és R_f a felhő tömege és sugara, \mathcal{R} az egyetemes gázállandó, T a felhő hőmérséklete és μ az átlagos molekulasúly. Ebből meghatározható a felhő összehúzódásához szükséges minimális tömeg az ún. Jeans-tömeg:

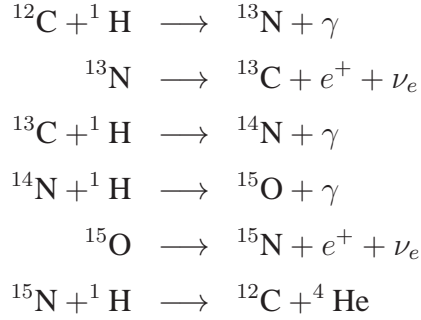
$$M_J = \left(\frac{5\mathcal{R}T}{G\mu} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

ahol ρ_0 az összehúzódó felhő átlagos sűrűsége.

Az összehúzódás során a felhő egyes kisebb részei önmagukban is instabillá válnak, és az így kialakuló csomósodásokból jönnek létre a csillagkezdemények, az ún. protocsillagok. A protocsillag állapot akkor alakul ki, amikor egy adott fragmentum olyan sűrűvé válik, hogy már elnyeli a saját sugárzását.

A protocsillag akkor válik csillaggá, amikor a magjában szabályozottá válik a hidrogén-fúzió. Az ebben a fejlődési állapotban lévő csillagok jelölik ki a fősorozatot a csillagfejlődést bemutató Hertzsprung-Russell diagramon (HRD). A nagy tömegű csillagok esetében a H-He fúzió a CNO-ciklussal zajlik le, mivel ehhez a folyamathoz magasabb centrális hőmérséklet szükséges, mint a kis tömegű csillagoknál domináns p-p (proton-proton) ciklushoz. A CNO-ciklus során He-magok jönnek létre, de a folyamatban katalizátorként megjelennek a ^{12}C , ^{14}N

és ^{16}O atommagok is. A magreakciós folyamat az alábbi módon megy végbe:



A csillagok az életük nagy részét a fősorozaton töltik, de ennek az időtartamnak a hossza erősen függ a csillag tömegétől. Egy adott csillag fősorozati élettartalmát megbecsülhetjük a nukleáris időskála kiszámításával, ami a csillag által termelt és az egységnyi idő alatt általa kisugárzott energia (luminozitás) hányadosaként áll elő. Mivel ebben az evolúciós szakaszban a fúzió csak a csillag magjában zajlik, ami a Schönberg-Chandrasekhar határ (Bowers és Deeming, 1984) értelmében körülbelül a csillag teljes tömegének 10%-a, így a fősorozati élettartam

$$t_{MS} = \frac{0,1MX\epsilon}{L}, \quad (4)$$

ahol M a csillag tömege, X a hidrogén tömegaránya a csillag össztömegéhez viszonyítva, ϵ a H-He fúzió energiahozama tömegegységenként és L a csillag luminozitása. Amennyiben figyelembe vesszük, hogy a H tömegaránya a csillagokban 0,7 és felhasználjuk az empirikus tömeg-fényesség relációt, amely nagy tömegű csillagok esetén $L \sim M^{3,5-4}$, akkor a fősorozati élettartam években a következő összefüggéssel közelíthető:

$$t_{MS} = \frac{0,07M\epsilon}{L_{\odot}(M/M_{\odot})^4} \approx 10^{10} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-3}. \quad (5)$$

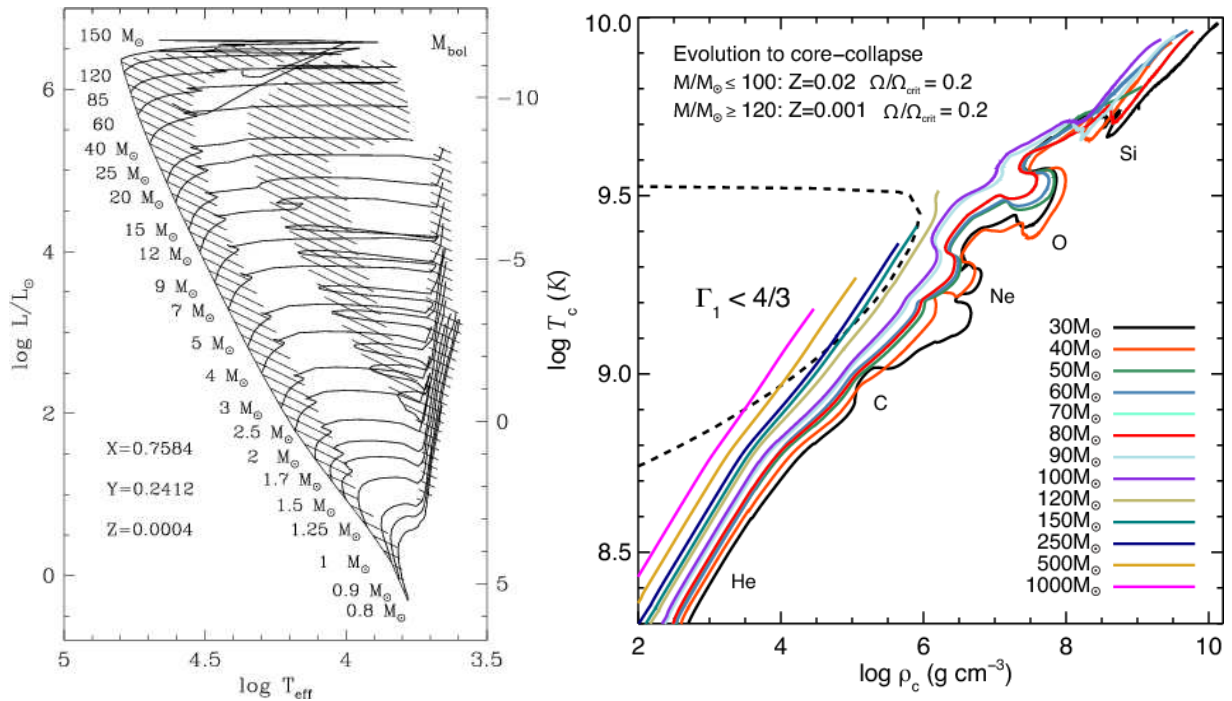
Ebből jól látszik, hogy egy $10 M_{\odot}$ -ű csillag várható élettartama nagyjából 10 millió év, míg egy $100 M_{\odot}$ -ű csillagnál mindössze 10 ezer évig tart ez a fejlődési szakasz (összehasonlításképp, a Nap fősorozati élettartama kb. 10 milliárd év).

A hidrogénfúzió következtében a He-atommagok részaránya a csillag magjában növekszik, aminek eredményeként a μ átlagos molekulásúly is megnő. Mivel a fősorozaton a csillag magja egyensúlyi állapotban van, a gravitáció és a gáznyomás kiegyenlíti egymást. A hidrosztatikai egyensúly következtében a gáznyomás időben állandó lesz, viszont az állapotegyenlet ($P = \rho \mathcal{R}T/\mu$) értelmében ez csak úgy lehetséges, ha a mag sűrűsége és/vagy hőmérséklete nő a fúziós folyamatok során (1. ábra jobb panel). Azonban mind a hőmérséklet, mind a sűrűség növekedése gyorsítja a fúziót, amely a μ további növekedését okozza. Ennek eredményeként a magbeli hidrogénfúzió egyre gyorsuló ütemben zajlik le. Ez a folyamat a csillagok méret- és fényességnövekedését eredményezi, ami a nagyon nagy tömegű ($M > 20 M_{\odot}$) csillagok esetében az Eddington-féle kritikus fényesség (L_{Edd}) eléréséhez vezet. Ez az a határfényesség,

ahol a sugárnyomás összemérhetővé válik a gravitációval. Az Eddington fényesség az alábbi formula segítségével számítható ki:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi G c M}{\bar{\kappa}}, \quad (6)$$

ahol $\bar{\kappa}$ a csillag átlagos opacitása (tömegegységre vonatkoztatott abszorpciós koefficiens). Amikor a csillag luminozitása eléri az Eddington-féle kritikus értéket, a csillag instabillá válik. Az instabilitás abban nyilvánul meg, hogy a fényességnövekedés hatására a csillag külső tartományain megindul egy intenzív tömegvesztési folyamat, azaz felerősödik a csillagszél. A tömegvesztés csökkenti a belső nyomást és hőmérsékletet, ami csökkenti a magreakciók sebességét, így a nagy tömegű csillagok vízszintes fejlődési útvonalakat követve mozdulnak el a HRD-n a óriáság felé, ahogy ez az 1. ábra bal oldalán is látható.

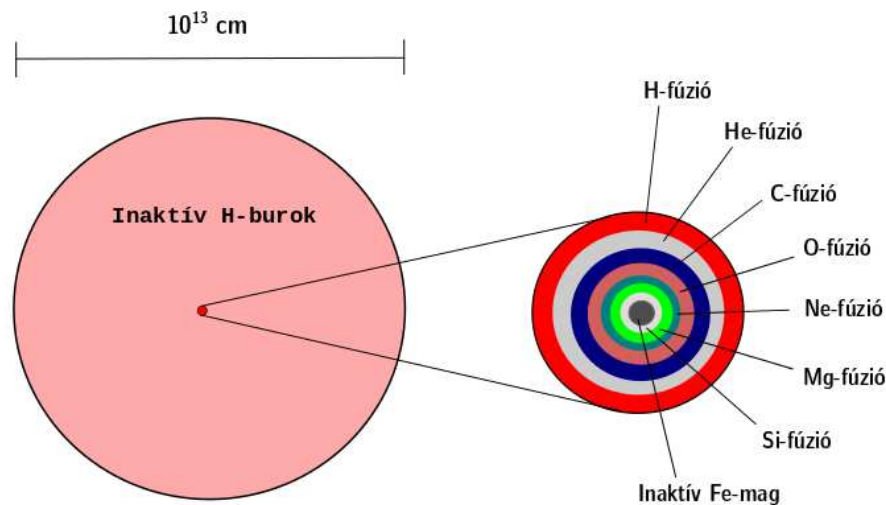


1. ábra. **Balra:** Kis- és nagy tömegű csillagok tipikus evolúciós útvonalai a Hertzsprung-Russell diagrammon (forrás: Lejeune és Schaerer, 2001). **Jobbra:** Nagy tömegű csillagok elméleti $T_c - \rho_c$ diagramja, amely bemutatja a különböző tömegű csillagok centrális viszonyainak változását a csillagfejlődés során. (forrás: Paxton és mtsai, 2013)

A fősorozati állapot végére a csillag belsejében a H-atommagok számának drasztikus lecsökkenése miatt leáll a hidrogénfúzió, és a csillag centrumában egy inaktív He-mag marad vissza. A fúziós energiatermelés ilyenkor áttevődik a mag körüli H-héjba. A H-héj égetés során keletkező He-atommagok folyamatosan növelik a központi He-gömb tömegét, ami lassan összehúzódik és felmelegszik. A mag összehúzódása miatt megnő a luminozitás, ami a csillag sugarának növekedéséhez, és végül a csillag külső rétegeinek kitágulásához vezet. Fejlődési szempontból a csillag ekkor kerül rá az óriáságra.

Az elméletek szerint a nagy tömegű csillagok további fejlődését az egyre nehezebb atommagok (He, C, N, O, Si) egymás után beinduló fúziója határozza meg. Az újabb és újabb égetési fázisokban a csillag egyensúlyi állapotba kerül, ekkor a felszíni hőmérséklet megnő, vagyis a csillag a HRD-n a kék irányba mozdul el. Ezek az elmozdulások az ún. kék hurkok. Mivel egy adott kémiai elem fúziójának beindulását nagyban befolyásolja a csillag tömege, ezért a nagy tömegű csillagok több ilyen hurkot is megtesznek a fejlődésük során. Két különböző kémiai elem fúziója közötti időszakban a csillag instabillá válik, ilyenkor kitágul és lehűl, ezért kanyarodnak vissza a kék hurkok a vörös oldal felé.

Minél nehezebb elemek fúziójával történik az energiatermelés, annál kisebb az egy reakcióra jutó energiahozam, ezért a reakciórátának (a fúziós folyamatok sebességének) egyre nagyobbá kell válnia, hogy a csillag belső nyomása kompenzálni tudja a gravitáció hatását. A fúziós folyamatok közül a nagy tömegű csillagokban utolsónak a Si-atommagok égése indul be, ami a vascsoport elemeit tartalmazó csillagmag kialakulásához vezet. Vagyis végeredményként a csillag centrumában egy fúziós energiatermelésre képtelen vas-nikkel mag, a külső rétegekben pedig egy hagymahéjszerű, kifelé egyre kisebb rendszámú elemeket tartalmazó burok jön létre (2. ábra).



2. ábra. Nagy tömegű csillagok evolúciója végén kialakuló hagymahéj-szerkezet.

1.1.1. Csillagfejlődés modellezése a MESA programcsomaggal

Az előző fejezetben bemutatott csillagfejlődési állapotok, valamint az egyes fázisokhoz tartozó csillagszerkezetek tanulmányozását teszi lehetővé a MESA (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics) nyílt forráskódú, folyamatos fejlesztés alatt álló, egydimenziós (1D) programcsomag (Paxton és mtsai, 2011, 2013), amellyel a protocsillag állapottól kezdve egészen a Fe-mag összeomlásáig lehet modelleket létrehozni. A MESA modulokból épül fel, amelyek

egyaránt tartalmazzák a csillag fizikai viszonyait leíró egyenleteket és a numerikus számítások elvégzéséhez elengedhetetlen matematikai módszereket is. Mivel ezek az alegységek nagyon rugalmasan kombinálhatóak, illetve akár tovább is fejleszthetőek, ezért a MESA igen széles paramétertartományon használható szimulációk elkészítésére. A szimulációk kezdeti tömegét tekintve például ez a paraméter-intervallum a $\sim 0,01 M_{\odot}$ -ű barna törpéktől egészen az akár $250 M_{\odot}$ -ű szuperóriásokig terjed.

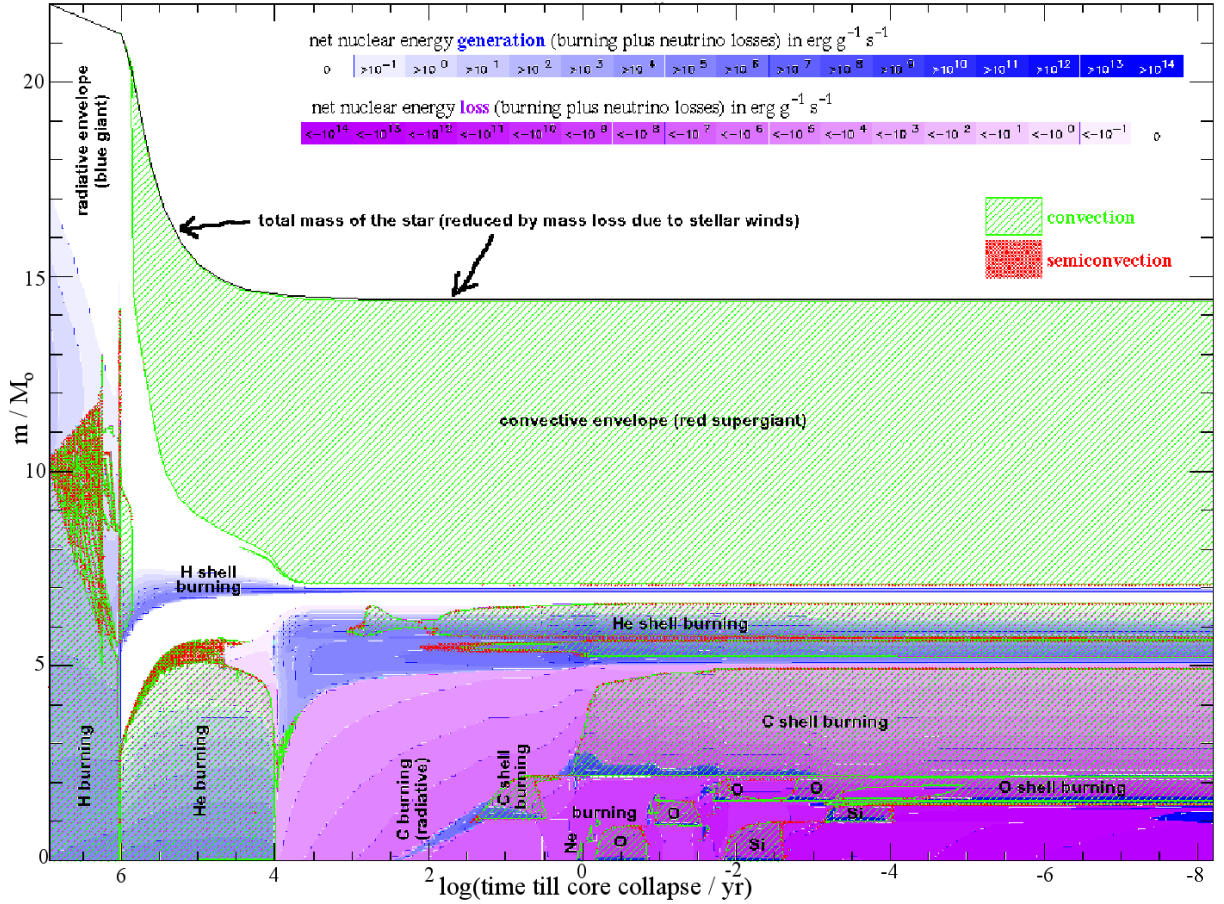
A nagy tömegű csillagok fejlődésének modellezésénél számos, a csillag fizikai állapotát meghatározó modulok betöltésére van szükség, amelyek között szerepelnek az állapotegyenletet, az opacitást, a magreakciókat, a különböző kémiai elemek diffúziós paramétereit, és az atmoszféra határfeltételeit definiáló csomagok is. Ezek közül az egyik legfontosabb az ún. KAP modul, amely minden egyes fejlődési állapotban kiválasztja a csillag adott hőmérsékletű és kémiai összetételű rétegéhez tartozó magas ($\log T \gtrsim 4$), illetve alacsony ($\log T < 4$) hőmérsékletű opacitás táblázatok közül a megfelelőt, amelyek az OPAL, a Ferguson és mtsai (2005), valamint a Cassisi és mtsai (2007) által publikált táblázatok kombinációjából állnak elő. Ezzel a módszerrel a MESA figyelembe veszi az opacitás időfüggését, amely a kémiai összetétel és az ionizációs viszonyok megváltozása miatt következik be.

A nagy tömegű csillagoknál az opacitás figyelembe vétele mellett a magreakciós hálózatok megfelelő megválasztása is alapvető fontosságú. A MESA számos különböző reakcióhálózatot tartalmaz, amelyek közül alapvetően a 'basic.net', a 'co_burn.net' és az 'approx21.net' használata a legelterjedtebb a szakirodalomban. Ezek közül a 'basic.net' 8 kémiai elemet (^1H , ^4He , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg) és azok izotópjait, illetve a proton-proton és a CNO-ciklus magreakciós folyamatait is tartalmazza. Ennek egy kiterjesztett változata a 'co_burn.net', amely kibővített módon kezeli a szén és az oxigén égését, valamint új elemként tartalmazza a ^{28}Si reakciós folyamatait is. A három reakcióhálózat közül a legösszetettebb az 'approx21.net', amely a vasig bezárólag 21 kémiai elemet és ezek izotópjait tartalmazza. Ennek következtében az 'approx21.net' számolási igény jóval nagyobb, mint a 'basic.net'-é, ami a szimuláció futási idejének növekedését eredményezi. Ezért nagy tömegű objektumok modellezésénél a futási idő moderálása érdekében célszerű a csillag fejlődési állapotának figyelembe vétele mellett a futtatás közben megváltoztatni a használt reakcióhálózatot. Ennek egy lehetséges módja, hogy a fősorozaton a 'basic.net'-et, a He- és az C-égető fázisban a 'co_burn.net'-et, míg az O-fúziójának beindulását követően az 'approx21.net'-et alkalmazzuk.

Ezeknél a masszív égitesteknél a magreakciók helyes beállításán kívül fontos a konvekció és a keveredés figyelembe vétele is (lásd 3. ábra). Nagy tömegű csillagoknál ezt a Ledoux-kritérium alkalmazásával tehetjük meg, amely kimondja, hogy a csillag egy régiója akkor válik instabillá, ha az entrópia- és a koncentrációváltozás gradiense is negatív abban a tartományban. Így a stabilitás feltétele egy adiabatikusan elzárt, a csillag felszíne felé mozgó tömegelemre, ha a konvekciónál szokásos jelölést használjuk ($\nabla = \partial \ln T / \partial \ln P$), akkor

$$\nabla_{rad} < \nabla_{ad} - \frac{\chi_{\mu}}{\chi_T} \nabla_{\mu} , \quad (7)$$

ahol $\chi_\mu = (\partial \ln \rho / \partial \ln \mu)_{P,T}$ és $\chi_T = -(\partial \ln \rho / \partial \ln T)_{P,\mu}$.



3. ábra. 22 M_\odot -ű csillag Kippenhahn-diagramja. Ez a grafikon arról nyújt információt, hogy a különböző evolúciós fázisokban milyen fúziós folyamatok termelik a csillagban az energiát, valamint a konvekciós és a keveredési zónák helyzetét is megmutatja. (forrás: 2sn.org/stellarevolution/)

Nagy tömegű csillagok esetén a tömegvesztés jelentős lesz az objektum nagy felületi fényességének következtében. Az így létrejövő csillagszél mértékét a tömegvesztési ráta adja meg, ami megmutatja, hogy a csillag átlagosan hány naptömegnyi anyagot veszít egy év leforgása alatt. Nagy tömegű csillagok esetén a tömegvesztési ráta értéke a fősorozaton nagyjából $10^{-8} - 10^{-6} M_\odot/\text{év}$, míg az óriáságon ez az érték akár 1-2 nagyságrenddel is megnőhet. A tömegvesztési ráta értéke erősen függ a csillag tömegétől és a fémességétől (Chatzopoulos és mtsai, 2013; Smith, 2014). Azonos kémiai összetétel mellett a nagyobb kezdeti tömegű csillagnak lesz erősebb a tömegvesztése az Eddington-féle kritikus fényesség elérése miatt, illetve azonos tömegek esetén annak a csillagnak lesz erősebb a csillagszele, amelyiknek nagyobb a fémessége. Ha a tömegvesztési ráta extrém módon megnő, akkor előfordulhat, hogy a csillag teljes egészében elveszíti a külső rétegeit a fejlődés során. A MESA programcsomagban a csillagszél figyelembe vételére számos lehetőség kínálkozik. Ezek közül a vörös- és az aszimptotikus óriáságon elhelyezkedő csillagok esetén az egyik legáltalánosabban használható az úgynevezett 'Dutch' csillagszél séma, amely a Glebbeek és mtsai (2009), Vink, Koter és Lamers (2001),

valamint Nugis és Lamers (2000) által létrehozott tömegvesztési modellek eredményeinek kombinációjából áll össze.

1.2. Kollapszár szupernóva-robbanások

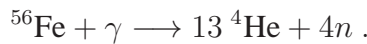
A vasmag kialakulását követően a csillag centrumának állapotegyenletét a gáznyomás, a sugárnyomás és az elfajult elektrongáz nyomása együttesen határozza meg:

$$P = \frac{\rho_c}{\mu} \mathcal{R} T_c + \frac{a}{3} T_c^4 + \frac{2 \pi h c}{3 m_p^{4/3}} \left(\frac{\rho_c}{\mu_e} \right)^{4/3}, \quad (8)$$

ahol ρ_c , T_c a mag átlagsűrűsége ill. hőmérséklete, a a sugárzási konstans, h a Planck-állandó, c a fénysebesség, m_p a proton tömege és μ_e az egy elektronra jutó átlagos tömeg. A csillagmag kollapszusának közvetlen kiváltó oka tehát, hogy a csillag centrális régiójában az állapotegyenlet változásának következtében megbomlik a hidrosztatikai egyensúly. Az állapotegyenlet megváltozását számos folyamat elősegíti. A vasmag kialakulását követően a magas centrális hőmérséklet ($\sim 10^9$ K) és sűrűség ($\sim 10^{10}$ g/cm³) következtében beindul a magban az inverz béta-bomlás (az ún. neutronizáció) és a Fe-atommagok fotobomlása. Az inverz béta-bomlást a gyenge kölcsönhatás irányítja és a folyamat eredményeként csökken a magban a szabad elektronok koncentrációja:



Ezzel a neutronizáció csökkenti a csillag magjának nyomását, amit ekkor már jelentős részben az elfajult elektrongáz biztosít. A vas-atommagok γ -fotonokkal történő reakciója (fotobomlás) szintén csökkenti a központi nyomást úgy, hogy a folyamat során csökken a nagy energiájú fotonok száma, ami a fotonok sugárnyomásának csökkenéséhez vezet:



A centrális nyomás csökkenésének hatására a mag egyensúlyi állapota megszűnik, ekkor saját gravitációja és a külső burok súlya miatt a mag összeomlik, ez eredményezi a kollapszár szupernóva-robbanást (core-collapse supernova, CCSN). A mag összeomlásának tipikus időtartama a szabadesési időskála kiszámításával becsülhető:

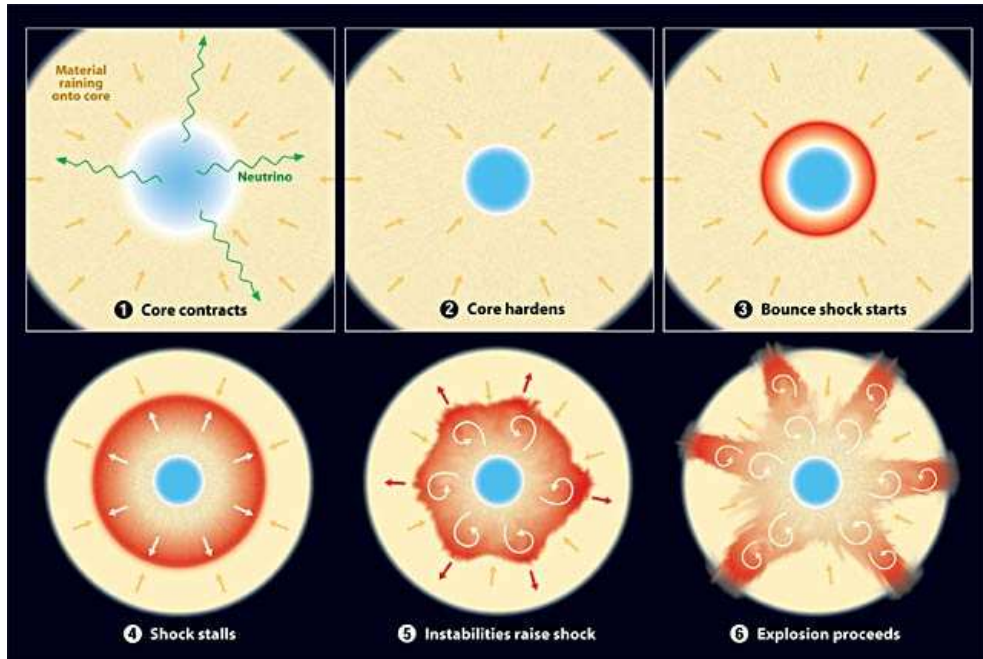
$$\tau_{ff} = \sqrt{\frac{R_c^3}{GM_c}} \approx 0,04s, \quad (9)$$

ahol M_c és R_c a mag kezdeti tömege és sugara, G pedig a gravitációs állandó. Az összeomló vasmagban a neutronizáció mértéke folyamatosan növekszik, míg ki nem alakul egy teljes egészében neutronokból álló gömb, amely a centrumban ekkor uralkodó nagyjából 10^{14} g/cm³

sűrűség hatására elfajult állapotba kerül. Az elfajult anyag kvantumnyomása megállítja a mag további összehúzódását, de a külső rétegek befelé zuhanása továbbra is folytatódik, mivel a külső rétegekre $\tau_{ff} \sim 10$ nap. A magra nagy sebességgel ráhulló anyag visszapattan a neutrongömbről és beleütközik a még befelé hulló rétegekbe, aminek hatására a burookban egy kifelé haladó lökéshullám jön létre. Ez a nyomáshullám hirtelen beindítja a fúziós folyamatokat a csillag külső rétegeiben, majd végül robbanásszerűen ledobja a csillag burkát (4. ábra). A csillagmag összeomlaskor felszabaduló energiát a mag kezdeti- és végállapota közötti gravitációs potenciálkülönbség szolgáltatja:

$$\Delta E = GM_c^2 \left(\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_c} \right) \approx 10^{55} \text{ erg}, \quad (10)$$

ahol R_n a kialakuló neutrongömb sugara. Ennek az energiának nagyjából a 99%-át a neutrínók viszik el, illetve az energia egy része a vasnál nehezebb elemek fúziójára fordítódik. Így végül a teljes kisugárzott energia nagyságrendileg 10^{51} erg lesz.



4. ábra. Kollapszár szupernóva-robbanások vázlatos folyamatábrája: (1) A Fe-mag összehúzódik; (2) a centrumban kialakul az elfajult állapotban lévő neutroncsillag; (3) a burok visszazapattan a magról és létrehozza a lökéshullámot; (4) a lökéshullám megáll; (5) extra fűtési mechanizmusok újraindítják a lökéshullámot; (6) a lökéshullám ledobja a csillag külső burkát (forrás: <http://www.skyandtelescope.com>).

Az előzőekben felvázolt folyamat pontos lefolyásával kapcsolatban számos részletet még nem, vagy csak részben sikerült tisztázni a jelenleg is fejlesztés alatt álló 2- illetve 3-dimenziós szimulációkkal. A problémát az okozza, hogy a kialakuló lökéshullám energiájának nagy része a befelé hulló atommagok disszociációjára fordítódik, és ennek következtében a lökéshullám még azelőtt megáll, hogy levetné a csillag külső burkát. Ezért a szimulációk szerint szükség

van olyan extra fűtési mechanizmusokra, amelyek plusz energiabefektetés révén újraindítják a lökéshullámot. Jelenleg a szakirodalomban 3 lehetséges folyamat létezik ennek magyarázatára: a neutrínók elnyelődése (Dolence és mtsai, 2013; Couch és Ott, 2015), az álló akkréciós lökéshullám instabilitás (standing accretion shock instability, SASI) hatására kialakuló turbulenciák megjelenése (Abdikamalov és mtsai, 2015; Fernández, 2015), és a forgó neutroncsillag mágneses fékeződése (Mösta és mtsai, 2014).

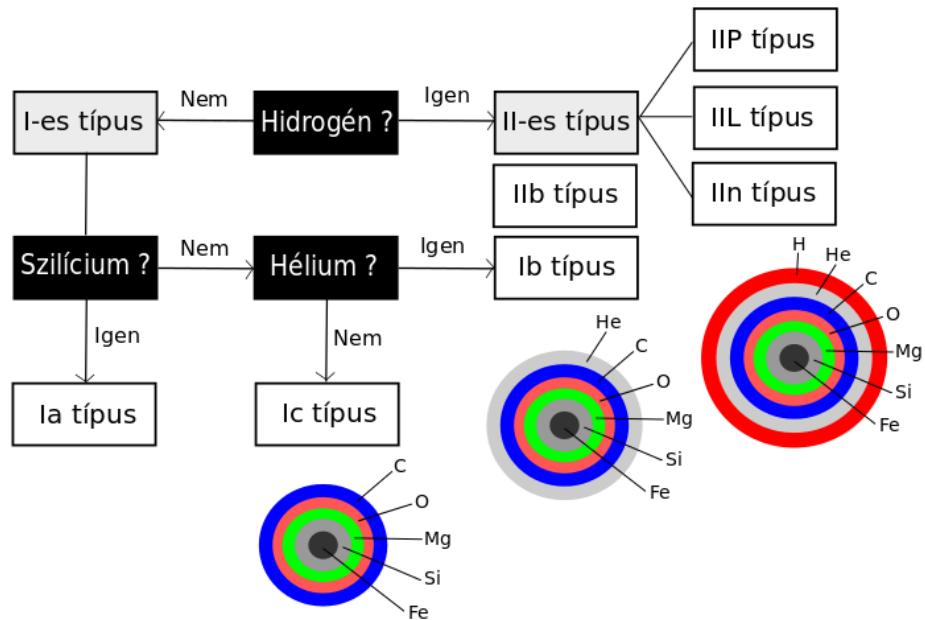
A lökéshullám terjedésének vizsgálatát az is nehezíti, hogy a magas hőmérsékletű, optikailag vastag burok miatt a mag összeomlása, és az azt követő események a külső szemlélő számára láthatatlanok. A szupernóva-robbanás sugárzása akkor válik megfigyelhetővé, amikor megtörténik a lökéshullám lecsatolódása (shock breakout). Ezt követően a lökéshullám által felfűtött és ionizált burokban végbemenő rekombinációs folyamatok következtében a maradvány még hónapokig sugárzást bocsát ki. A szupernóva által ledobott anyag ezen időintervallumon belül legalább részben optikailag vastagnak tekinthető, ezért ezt az állapotot fotoszférikus fázisnak nevezzük. A rekombináció mellett a ^{56}Ni és ^{56}Co radioaktív bomlása is energiatermelő mechanizmusként jelenik meg (Nakar és Piro, 2014), mely elősegíti a maradvány akár több száz napos megfigyelhetőségét. A maradvány tágulásának azon időszakát, amikor a burok az optikai tartományban teljesen átlátszóvá válik, nebuláris fázisnak nevezzük. Ekkor a szupernóva kisugárzott energiájának időfüggését közvetlenül a radioaktív bomlás időfüggése határozza meg.

Elméleti megfontolások alapján a nagyon nagy tömegű ($100 - 250 M_{\odot}$) csillagok esetén azonban a pár-instabilitási mechanizmus is okozhatja a csillag összeomlását. Az ilyen nagy tömegű csillagok fejlődése a szén termonukleáris égéséig hasonló módon zajlik, mint bármely $M > 8M_{\odot}$ -ű csillag evolúciója. Viszont a szén-atommagok fúzióját követően a centrumban a hőmérséklet eléri az 1 milliárd K-t. Ezen a hőmérsékleten a fotonok jelentős részének elegendő lesz az energiája ($m_e c^2 \sim 0,5 \text{ MeV}$) az elektron-pozitron párok keltéséhez, ezért ezek a fotonok spontán módon elbomlanak ($2\gamma \rightleftharpoons e^- e^+$). A fotonok számának csökkenése a sugárnyomás hirtelen leesését eredményezi, ami a hidrosztatikai egyensúly megszűnéséhez vezet, mivel az $50 M_{\odot}$ -nél nagyobb tömegű csillagok egyensúlyát főként a fotonnyomás biztosítja. Végül a csillag szerkezetét meghatározó adiabatikus index ($\Gamma = d \ln P / d \ln \rho$) $4/3$ alá csökken (lásd 1. ábra jobb panel), aminek következtében a csillag magja dinamikailag instabillá válik. Ez az instabilitás az oxigénmag összeomlását eredményezi (Heger és Woosley, 2002) és végeredményként az oxigén termonukleáris robbanása a külső rétegek ledobásához vezet (Chatzopoulos és mtsai, 2013; Dessart és mtsai, 2013; Woosley, Heger és Weaver, 2002).

1.3. Kollapszár szupernóva-robbanások csoportosítása

A szupernóvák klasszifikációja elsősorban spektrális és fotometriai tulajdonságaik alapján történik. Megfigyelési szempontból ezek az objektumok két fő csoportba oszthatóak attól függően, hogy spektrumokban megfigyelhetők-e a hidrogén színeképvonalai (II-es típus), vagy sem (I-es típus). Ezek a típusok további alcsoportokra bonthatók a színekép illetve a fénygörbe (light

curve, LC) alapján (lásd 5. ábra). Ennek a felosztásnak az a hátránya, hogy az egyes alosztályok nem hordoznak semmilyen információt a felrobbanó csillag (progenitor) fizikai tulajdonságairól. Így a hagyományos rendszertani besorolás alapján a magösszeomlással keletkező szupernóvák számos alosztályba sorolhatók. Ide tartoznak a IIP, a IIL, a IIn, a IIb, valamint az Ib/c típusú szupernóva-robbanások is (Filippenko, 1997).



5. ábra. Szupernóva-robbanások klasszifikációja.

A Lick Observatory Supernova Search (LOSS; Leaman és mtsai, 2011) és a Palomar Transient Factory (PTF; Rau és mtsai, 2009) égboltfelmérő programok alapján a kollapszár szupernóva-robbanások leggyakrabban a IIP altípusba sorolhatók (Smith és mtsai, 2011; Arcavi és mtsai, 2010). Ezen objektumok szülőcsillagai a robbanást megelőzően is nagyrészt megtartják a külső hidrogénburkukat, ezért spektrumukat az erős hidrogén vonalak dominálják. Nevüket a fénygörbéjükben megfigyelhető kb. 80-120 napig tartó konstans fényességű fázisról (pl.: Hamuy, 2003; Dessart és Hillier, 2011), az úgynevezett platóról kapták, ami a hidrogén rekombinációja miatt jön létre.

A szakirodalomban fellelhető adatok alapján a IIP típusú szupernóvák nagy valószínűséggel vörös szuperóriás csillagok végállapotaként jönnek létre, amelyek főszorozati tömege tipikusan $8-25 M_{\odot}$ közé esik (e.g., Grassberg és mtsai, 1971; Grassberg és Nadyozhin, 1976; Chugai és mtsai, 2007; Moriya és mtsai, 2011). Azonban néhány megfigyelési tény, mint például az SN 1987A szülőobjektumának közvetlen detektálása, arra utal, hogy akár kék illetve sárga szuperóriás csillagok is okozhatnak IIP típusú szupernóva-robbanásokat.

A IIL típusba tartozó objektumok sok hasonlóságok mutatnak a IIP szupernóvákval. A színekép ebben az esetben is mutat hidrogén vonalakat, de a megfigyelhető fénygörbe magnitúdóskálán lineáris lefutású. Ezt a lineáris fényességcsökkenést valószínűleg az okozza, hogy a rob-

banást megelőzően a szuperóriás csillag hidrogénburka már nem volt elég vastag ahhoz, hogy a robbanást követően optikailag vastag közeget hozzon létre. A vékonyabb hidrogénréteg lehetséges oka, hogy a csillag a külső burok egy részét az aszimptotikus óriáságon elvesztette a csillagszél hatására. Ez a felvetés összeegyeztethető az eddig azonosított szülőcsillagok becsült tömegével, amelyre 15-30 M_{\odot} adódott.

Ezzel szemben a IIⁿ típusú szupernóvák spektruma nagyon jellegzetes. Színképeikben erős, főleg hidrogén emissziós vonalak figyelhetők meg, amelyek a robbanási lökéshullám és a csillagfejlődés során csillagszél formájában bekövetkező tömegvesztés miatt kialakuló cirkumstelláris anyag kölcsönhatásának következtében jönnek létre.

A II^b szupernóvák átmeneti objektumként tekinthetők a II-es és az Ib típusú robbanások között. Spektrumuk a robbanást követő korai időszakban erős hidrogén vonalakat mutat, míg a késői fázisban inkább a hélium vonalak válnak dominánssá. A H-vonalak folyamatos gyengülése amiatt következik be, hogy a robbanást megelőzően a szülőcsillag majdnem a teljes hidrogénburkát elvesztette. A heves tömegvesztésre magyarázatot adhat egy esetleges társ-csillag jelenléte (Eldridge és mtsai, 2008; Smartt, 2009), illetve az is elképzelhető, hogy a II^b robbanások szülőobjektumai szuperóriás vagy Wolf-Rayet csillagok (Gal-Yam és mtsai, 2014).

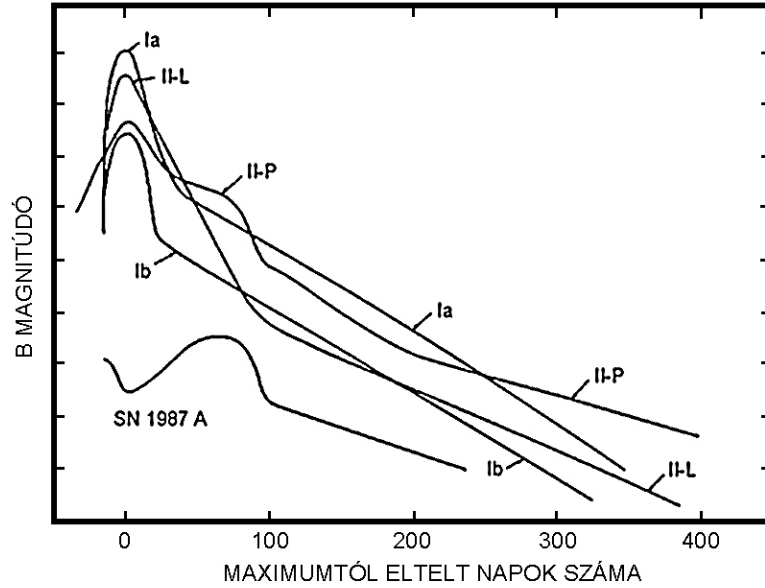
Az Ib típus esetén a csillag a robbanás előtt elveszíti a teljes külső hidrogénburkát, az Ic szupernóvánál pedig a hidrogén- mellett a héliumburok is hiányzik. A szignifikáns tömegvesztésre itt is elfogadott magyarázat, hogy a csillag egy kölcsönható kettős rendszer tagja, ahol a komponensek között bekövetkező tömegátadás okozza a szülőcsillag külső rétegeinek elvesztését.

1.4. Szupernóvák fényességváltozásának analitikus leírása

A szupernóva-robbanások fénygörbéje igen változatos képet mutat, attól függően, hogy az adott objektum milyen klasszifikációs osztályba sorolható (lásd 6. ábra). Ennek oka, hogy a fényességváltozás időbeli lefutása természetesen függ a robbanás fizikai paramétereitől és a szülőcsillag tulajdonságaitól is. Ezért a szupernóva-robbanások fénygörbéjének analitikus leírása csak korlátozott módon, számos közelítés alkalmazásával lehetséges. Például egy ilyen általánosan elfogadott feltétel, hogy a kialakuló lökéshullám és maga a maradvány is a szupernóva fejlődése során végig gömbszimmetrikusnak tekinthető. A gömbszimmetrikus lökéshullám közelítés természetes következménye, hogy a ledobott anyag homológ tágulást fog végezni:

$$R(t) = R_0 + v_{exp} \cdot t, \quad (11)$$

ahol $R(t)$ a maradvány adott időpontban vett sugara, R_0 a szülőcsillag sugara, v_{exp} a maximális tágulási sebesség, és t a robbanástól eltelt idő.



6. ábra. Különböző klasszifikációs csoportba tartozó szupernóva-robbanások B-szűrős fénygörbéje (forrás: astro.u-szeged.hu).

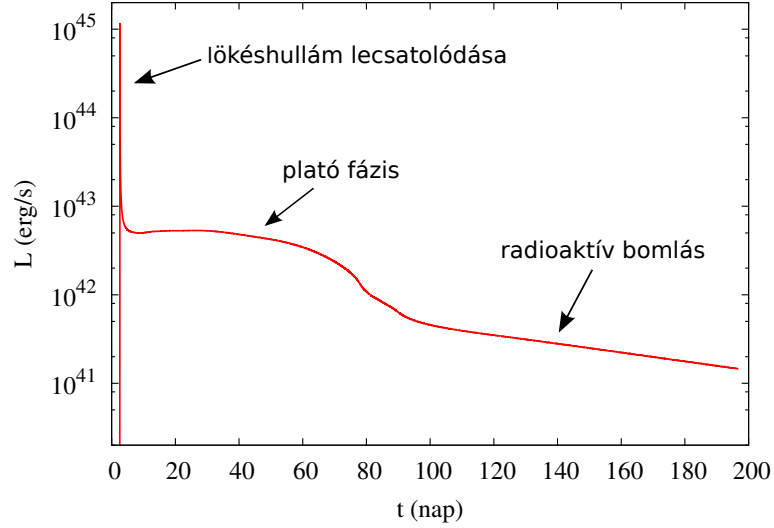
1.4.1. Az Arnett-modell és kiegészítései

Ebben a fejezetben a doktori munkám alapjául szolgáló sugárzási diffúziós modellt mutatom be, amelyet először Arnett (1980) publikált, majd Arnett és Fu (1989) fejlesztett tovább. Ebben az esetben a táguló burok energiamérlegének időbeli változása alapvetően a termodinamika I. főtétele alapján határozható meg, amely általános esetben, tömegegységre vonatkoztatva, az alábbi módon írható fel:

$$\frac{dE}{dt} + P \frac{dV}{dt} = \epsilon - \frac{\partial L}{\partial m}, \quad (12)$$

ahol E a tömegegységre vonatkoztatott belső energia, P a nyomás, $V = 1/\rho$ a fajlagos térfogat, ϵ a egységnyi tömegre jutó energiatermelési ráta, és L a luminozitás. Sugárzás dominálta közegben a viriáltétel értelmében a fajlagos belső energia $E = aT^4V$, míg a nyomás $P = E/3V$. Ezzel szemben az energiatermelési ráta és a luminozitás értéke attól függ, hogy hány nappal vagyunk a robbanás után (lásd 7. ábra). A lökeshullám lecsatolódásától eltelt napok száma azért jelentős, mivel a fénygörbe különböző tartományait különböző energiatermelési folyamatok dominálják.

Közvetlenül a lökeshullám lecsatolódását követő néhány napban a lökeshullám által felfűtött táguló burok fizikai állapotát alapvetően az adiabatikus hűlés határozza meg. Itt érdemes megjegyezni, hogy tisztán adiabatikus hűlés esetén $\epsilon = L = 0$, aminek következtében $T \sim R(t)^{-1}$. Ez a fázis általában nem figyelhető meg, mivel a maradvány még azelőtt lehűl, mielőtt kialakulhatna az optika fénygörbe. Ez alól kivételt képez néhány IIb, illetve IIP típusba tartozó szupernóva, amelyek fénygörbéje dupla csúcsos szerkezetet mutat. Ezeknél a robbanásoknál sincs semmiféle energiatermelési mechanizmus ($\epsilon = 0$) ebben a fázisban, viszont a nagy méretű



7. ábra. Szupernóva-robbanások fényességváltozásának fázisai.

külső burok miatt a fotonok diffúziójából származó energia-veszteség jelentős lesz. Ennek következtében a (12) egyenletben megjelenik a luminozitási tag, melynek deriváltjára az alábbi módon közelíthetők:

$$\frac{\partial L}{\partial m} \approx \frac{L}{M_{ej}} = \frac{E}{t_d}, \quad (13)$$

ahol M_{ej} a ledobott anyag teljes tömege, és t_d az effektív diffúziós időskála, amely konstans sűrűségű közegre (Arnett és Fu, 1989):

$$t_d = \left(\frac{9 \kappa}{2 \pi^3 c} \right)^{1/2} \left(\frac{3 M_{ej}^3}{10 E_{kin}} \right)^{1/4}, \quad (14)$$

ahol E_{kin} a szupernóva mozgási energiája, κ pedig a maradvány átlagos opacitása. Kihasználva, hogy a burok sugárzás dominálta közegnek tekinthető, a termodinamika I. főtételeiből származtatható differenciál-egyenlet:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} + \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = -\frac{1}{t_d}. \quad (15)$$

Arnett (1980) gondolatmenetét követve a megfelelő határfeltételekből közelítőleg meghatározható a luminozitás időbeli fejlődése:

$$L(t) \approx L_0 \cdot e^{-(t/t_d)^2}, \quad (16)$$

ahol L_0 a luminozitás a $t = 0$ időpillanatban. Ebből látszik, hogy a kezdeti időszakban a fénygörbe közelítőleg egy Gauss-függvénnyel írható le.

Ezt a korai időszakot követően a fénygörbe menetét alapvetően a sugárzási diffúzió és a radioaktív nikkelt (^{56}Ni) illetve kobalt (^{56}Co) bomlása együttesen határozza meg. Ennek következtében itt már nem használható a (16) közelítő egyenlet a luminozitás kiszámítására, hanem helyette a deriváltra a fotonok sugárzási diffúzióját leíró ismert összefüggést kell hasz-

nálni (Arnett, 1982):

$$\frac{\partial L}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \frac{\partial L}{\partial r} = -\frac{a}{r^2 \rho} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{c r^2}{3\kappa \rho} \frac{\partial T^4}{\partial r} \right), \quad (17)$$

ahol r az adott réteg centrumtól mért távolsága, ρ , T a réteg sűrűsége és hőmérséklete. Arnett (1980) gondolatmenetét követve használjuk ki, hogy a homológ tágulás figyelembe vételével definiálható egy, a maradvány táguló sugarával együtt mozgó, dimenziótlan sugár (x), amely egy adott időpontban az alábbi összefüggés alapján határozható meg:

$$r = R(t) \cdot x. \quad (18)$$

Ebben az együttmozgó koordináta-rendszerben a robbanást jellemző fizika paraméterek tér- és időbeli fejlődését leíró változók szeparálhatóvá válnak, feltéve, hogy a ledobott burok opacitása a Thompson-szórásból származik és ezáltal konstansnak tekinthető. Így a ledobott anyag sűrűsége:

$$\rho(x, t) = \rho(0, 0) \eta(x) \left(\frac{R_0}{R(t)} \right)^3, \quad (19)$$

ahol $\eta(x) \sim \exp(-\alpha x)$ és α egy kis pozitív egész szám. Ebből a felírásából az is látszik, hogy a homológ tágulás következtében a sűrűségprofil megtartja a térbeli alakját a teljes fejlődés során. Hasonló módon definiálható a maradvány hőmérséklet-profilja is:

$$T^4(x, t) = T^4(0, 0) \psi(x) \phi(t) \left(\frac{R_0}{R(t)} \right)^4, \quad (20)$$

ahol $\psi(x) \approx \sin(\pi x)/\pi x$, azaz a hőmérséklet térbeli profilja állandó, csak az amplitúdója csökken az adiabatikus tágulás miatt.

Ebben a fázisban a radioaktív bomlás következtében a (12) egyenletben a luminozitás mellett megjelenik az energiatermelési ráta is:

$$\epsilon(x, t) = \epsilon(0, 0) \xi(x) \zeta(t), \quad (21)$$

ahol $\epsilon(0, 0)$ megegyezik a ^{56}Ni bomlásából származó energiatermelési rátával a robbanás időpontjában. Centrális energiatermelést feltételezve $\xi(x)$ megegyezik egy az $x = 0$ -ban felvett Dirac-delta függvénnyel. Amennyiben feltesszük, hogy a ledobott burok optikailag vastag a gamma-sugarak száma, akkor az időfüggő tag:

$$\zeta(t) = X_{Ni} + \frac{\epsilon_{Co}}{\epsilon_{Ni}} X_{Co}, \quad (22)$$

ahol X_{Ni} és X_{Co} a nikkelt illetve kobalt atomok száma tömegegységenként, míg ϵ_{Ni} és ϵ_{Co} az adott radioaktív elem energiatermelési rátája. A radioaktív elemek számának változását a

bomlási törvény írja le:

$$\frac{dX_{Ni}}{dz} = -X_{Ni} \quad \text{és} \quad \frac{dX_{Co}}{dz} = X_{Ni} - \frac{\tau_{Ni}}{\tau_{Co}} X_{Co}, \quad (23)$$

ahol $z = t/\tau_{Ni}$ a bomlás időbeli lefutását megadó dimenziótlán időskála, τ_{Ni} és τ_{Co} pedig a nikkelt és a kobalt bomlási ideje.

A változók szétválasztásából kapott összefüggések ((19) - (23) egyenletek) figyelembe vételével a termodinamika I. főtételeből egy közönséges differenciál-egyenletet kapunk, amelyet megoldva meghatározhatóvá válik a hőmérséklet időbeli profilja:

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{R(t)}{R_0} \left[\frac{\epsilon_{Ni} M_{Ni}}{E_{Th}} \left(X_{Ni} + \frac{\epsilon_{Co}}{\epsilon_{Ni}} X_{Co} \right) - \frac{\phi(t)}{t_a} \right], \quad (24)$$

ahol M_{Ni} a kezdeti nikkeltömeg, míg E_{Th} a maradvány teljes belső energiája a robbanás időpontjában. Kiintegrálva ezt az egyenletet megkapjuk a hőmérséklet tényleges időfejlődését, amely egyben megadja a luminozitás időbeli változását is:

$$L = \frac{E_{Th}}{t_a} \phi(t), \quad (25)$$

ahol $t_a = 3 \kappa \rho(0,0) R_0^2/(\pi^2 c)$ a sugárzási diffúzió időskála.

Az Arnett-modell azonban nem tekinthető teljesnek, mert nem veszi figyelembe, hogy a lökeshullám lecsatolódásakor a robbanási hullám keresztülhalad a ledobott csillagburkon, és eközben a mozgási energiája átalakul a gáz belső energiájává, ami felfűti a maradványt és ionizálja a benne található hidrogént illetve héliumot. Ebben az állapotban a burok a sok szabad elektron miatt optikailag vastag lesz. Azonban a ledobott anyag adiabatikus hűlése miatt a maradvány hőmérséklete néhány nap elteltével a hidrogén rekombinációs hőmérséklete alá csökken. Ebből következik, hogy a rekombináció a ledobott anyag egy vékony tartományában megy csak végbe, ahol a hőmérséklet éppen eléri a hidrogén rekombinációs hőmérsékletét. Ezt a tartományt tekinthetjük egyfajta fotoszférának is, hiszen a szabad elektronok koncentrációja a rekombinációs sugárnál hirtelen megváltozik, azaz ebben a tartományban a rekombinációs hullám drasztikusan lecsökkenti az opacitást, aminek következtében ezen tartomány fölött a közeg átlátszóvá válik a sugárzás számára. A burok tágulásával és hőmérsékletének csökkenésével ez a fotoszféra a ledobott anyaghoz rögzített együttmozgó koordináta-rendszerben a maradvány belseje felé mozog, vagyis egyre beljebb és beljebb látunk bele a csillag légkörébe. Kellően kiterjedt burokkal rendelkező (IIP típusú) szupernóvák esetén ez a folyamat kompenzálja a tágulás miatt bekövetkező felületnövekedést, ezért a luminozitás akár 100-120 napon keresztül is gyakorlatilag változatlan marad ebben a fázisban. Ez az állapot akkor ér véget, amikor a teljes H- vagy He-burok rekombinálódik, azaz amikor a maradvány optikailag vékonyává válik.

Az itt vázolt rekombinációs folyamat kvantitatív leírásának figyelembe vételét is tartalmazó modellt Arnett és Fu (1989) dolgozta ki. Ezek a számítások alapvetően a klasszikus Arnett-

modellen alapulnak, azzal a kitétellel, hogy a kezdetben teljesen ionizált burkot a rekombinációs front két részre osztja. Ennek a két régiónak a határa egy adott időpillanatban annál az x_i dimenziótlan sugárnál lesz, ahol a lokális hőmérséklet ($T(x)$) éppen a hidrogén rekombinációs hőmérséklete (T_{rec}) alá csökken. Ebből következik, hogy ezen rekombinációs sugáron belül a maradvány teljesen ionizált, míg a burk többi része neutrális gázt tartalmaz. Ennek következtében az opacitás jelentősen változik a két réteg között, amely a legegyszerűbb esetben egy lépcsős függvénnyel közelíthető:

$$\kappa(x, t) = \begin{cases} \kappa & , \text{ ha } T(x) \geq T_{rec} \\ 0 & , \text{ ha } T(x) < T_{rec} \end{cases} . \quad (26)$$

Ebben az esetben is helyettesítsük az átlagos opacitást a Thompson-szórásból származó értékkel, amely például teljesen ionizált H-gázra $\sim 0,4 \text{ cm}^2/\text{g}$, míg szoláris kémiai összetétel esetén már csak $\sim 0,34 \text{ cm}^2/\text{g}$ körüli értéket vesz fel. Ez az érték még tovább csökken ha a hidrogénnél nehezebb elemek tömegszázaléka növekszik, azaz például He dominálta maradvány esetén ez az érték akár $0,1 - 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$ is lehet.

A rekombinációs modell is a sugárzási diffúziós közelítésen alapul, amely azonban csak az x_i sugáron belül teljesül. Ennek az az oka, hogy $x > x_i$ esetén $\kappa = 0$, azaz ezen a tartományon a közeg átlátszó a fotonok számára. Vagyis egy adott időpillanatban x_i tekinthető egyfajta fotoszférának is. Arnett és Fu (1989) gondolatmenetét követve vegyük figyelembe a fotoszféra relatív koordinátájának időbeli változását a termodinamika I. főtételeének felírásakor:

$$\frac{dE}{dt} + P \frac{dV}{dt} = \frac{a T^4(x, t) x_i^3 V}{\phi(t)} \frac{d\phi(t)}{dt} + 2 a T^4(x, t) x_i^2 V \frac{dx_i}{dt}. \quad (27)$$

Ennek az egyenletnek a megoldásával a rekombinációs modell esetén is meghatározható a hőmérséklet időfüggése:

$$\frac{d\phi(t)}{dt} \tau_{Ni} = \frac{R(t)}{R_0 x_i^3} \left[p_1 \zeta(t) - p_2 x_i \phi(t) - 2 \tau_{Ni} x_i^2 \phi(t) \frac{R_0}{R(t)} \frac{dx_i}{dt} \right]. \quad (28)$$

Az egyenletben szereplő két konstans:

$$p_1 = \frac{\tau_{Ni} \epsilon_{Ni} M_{Ni}}{E_{Th}} \quad \text{és} \quad p_2 = \frac{\tau_{Ni}}{t_a}, \quad (29)$$

ahol azonban a teljes nikkeltömeg $M_{Ni} = 4\pi\rho(0, 0)R_0^3 \int_0^1 \xi(x)\eta(x)x^2 dx$, míg a termikus energia

$$E_{Th} = 4\pi R_0^3 a T^4(0, 0) \int_0^1 \psi(x)x^2 dx.$$

Végül, a (29) egyenlet numerikus (például Runge-Kutta) módszerrel történő megoldását követően, meghatározhatóvá válik a szupernóva luminozitása, amely egyfelől tartalmazza a

rekombináció során felszabaduló energiát, másrészt viszont figyelembe veszi a radioaktív bomlást:

$$L(t) = x_i \frac{\phi(t) E_{Th}}{t_a} + 4 \pi r_i^2 Q \rho(x_i, t) \frac{dr_i}{dt} , \quad (30)$$

ahol $r_i = R(t) \cdot x_i$ a rekombinációs sugár, Q pedig a rekombináció energiatermelési rátája.

A rekombinációs fázist követően a szupernóva fényességváltozását már csak a radioaktív kobalt bomlása határozza meg (Arnett, 1980; Arnett és Fu, 1989) amennyiben feltesszük, hogy a bomlás során keletkező gamma-fotonok teljes mértékben elnyelődnek a maradványban. Azonban a ledobott anyag sűrűségétől függően a gamma-fotonok egy része még azelőtt kijuthat a közegből, mielőtt termalizáció révén leadhatná az energiáját (Vinkó és mtsai, 2004; Chatzopoulos, Wheeler és Vinkó, 2012), a szakirodalomban ezt a folyamatot nevezzük gamma-szivárgásnak (gamma-leakage). Így a vékony, kis sűrűségű burokkal rendelkező (IIb, Ib/c típusú) szupernóvák fénygörbéje a nebuláris fázisban jelentős eltéréseket mutat az ideális esettől. Ráadásul a bomlás során nem csak gamma-fotonok, hanem pozitronok is keletkeznek, amelyek szintén energiát visznek el a rendszerből és ezzel kis mértékben ugyan, de szintén növelik a fénygörbe meredekségét.

A luminozitás kiszámításánál először figyelembe kell venni a gamma-sugarak energiakeltési rátáját:

$$E_\gamma = M_{Ni} \left[\epsilon_{Ni} e^{-t/\tau_{Ni}} + \epsilon_{Co} \left(e^{-t/\tau_{Ni}} - e^{-t/\tau_{Co}} \right) \right] . \quad (31)$$

Az így keletkező energia kis sűrűségű közeg esetén azonban nem tud teljes egészében elnyelődni. Ennek az az oka, hogy ilyenkor a maradvány nem tekinthető teljes egészében optikailag vastagnak a gamma-fotonok számára. Vagyis ebben az esetben a Beer-Lambert törvény értelmében a keletkező gamma-sugárzás $e^{-\tau_\gamma}$ -ad része kijut a közegből, és csak a fennmaradó $1 - e^{-\tau_\gamma}$ -ad része termalizálódik a maradványban. Itt τ_γ a közeg gamma-fotonokra vonatkozó optikai mélysége, amely definíció szerint:

$$\tau_\gamma = \kappa_\gamma \int_0^1 \rho(x, t) R(t) dx = \kappa_\gamma \rho(0, 0) \frac{R_0^3}{R(t)^2} \int_0^1 \eta(x) dx , \quad (32)$$

ahol κ_γ a gamma-fotonok opacitása. A centrális energiatermelési feltételt kihasználva az optikai mélység konstans sűrűségű közegre az alábbi módon írható fel:

$$\tau_\gamma = \frac{3 \kappa_\gamma M_{ej}}{4 \pi v_{exp}^2 t^2} = \frac{T_0^2}{t^2} , \quad (33)$$

ahol T_0 a gamma-szivárgás karakterisztikus időskálája. Így a maradvány fűtésére csak a közegben csapdázódó gamma-fotonok energiája fordítódik, azaz végeredményben a gamma-fotonok termalizációjából származó időegységenként kisugárzott teljes energia az alábbi módon írható fel:

$$L_\gamma = E_\gamma D_\gamma = E_\gamma \left(1 - e^{-(T_0/t)^2} \right) , \quad (34)$$

ahol D_γ a gamma-fotonok depozíciós függvénye. Ugyanezt a gondolatmenetet követve megadható a pozitronok energiakeltési rátája is:

$$E_+ = M_{Ni} \left[(\epsilon_{kin} + \epsilon_{an} D_\gamma) (e^{-t/\tau_{Ni}} - e^{-t/\tau_{Co}}) \right], \quad (35)$$

ahol ϵ_{kin} és ϵ_{an} a pozitronok termalizációjának és annihilációjának tömegegységre vonatkoztatott energiatermelési rátája. A pozitronok elnyelődéséből származó teljes luminozitás pedig:

$$L_+ = E_+ D_+ = E_+ \left(1 - e^{-(T_+/t)^2} \right), \quad (36)$$

ahol T_+ a pozitron-szivárgás karakterisztikus időskálája. Ennek következtében a fénygörbe időbeli fejlődést a késői fázisban a (34) és a (36) egyenletek algebrai összege adja:

$$L = L_\gamma + L_+. \quad (37)$$

1.4.2. II-es típusú szupernóvák egyéb fénygörbe modelljei

Arnett (1980, 1982) alapgondolatait felhasználva számos, többek között II-es típusú szupernóvák fényességváltozásának leírására alkalmas analitikus modell született. Ezen fénygörbe szintetizáló módszerek közül ebben a fejezetben a Blinnikov és Popov (1993), illetve Popov (1993, 1995) által publikált modellek alapvető elvi háttérét igyekszem a teljesség igénye nélkül bemutatni.

Először vizsgáljuk meg a IIP típusú szupernóvákra vonatkozó diffúziós modellt (Popov, 1993), amely tartalmazza a pusztán hidrogénből álló burok ionizációjának időbeli változását. Az opacitás változása a rekombinációs front két oldalán itt is az Arnett és Fu (1989) által definiált lépcsős függvény segítségével (lásd (26) egyenlet) lett figyelembe véve, ahol az optikailag vastag rétegekben κ egységesen $0,4 \text{ cm}^2/\text{g}$, míg a fotoszféra felett $\kappa = 0$. Továbbá Popov (1993) kihasználta, hogy a robbanás során ledobott anyag konstans sűrűségű, azaz $\rho(x, t) = \rho(t)$. Ebben az esetben a burok maximális tágulási sebessége, az úgynevezett skálasebesség (Arnett, 1980):

$$v_{sc} = \sqrt{\frac{10 E_{kin}}{3 M_{ej}}}, \quad (38)$$

amelynek felhasználásával definiálható a hidrodinamikai időskála ($t_h = R_0/v_{sc}$). Ezt felhasználva az effektív diffúziós időskála felírható az alábbi módon:

$$t_d = \sqrt{2 t_a t_h}. \quad (39)$$

A szupernóva luminozitásának meghatározásához azonban nem csak az effektív diffúziós időskálára, hanem a rekombináció hatásának figyelembe vételére is szükség van. Ezért Popov (1993) definiált egy olyan időtartamot (t_i), amely megadja, hogy a robbanás időpillanatától

mennyi időnek kell eltelnie a rekombináció kezdetéig, azaz $x_i(t_i) = 1$. Így pedig felírhatóvá válik a szupernóva bolometrikus fényessége is:

$$L(t) = 8 \pi \sigma_{SB} T_{rec}^4 v_{sc}^2 \left[t_i t \left(1 + \frac{t_i^2}{3 t_d^2} \right) - \frac{t^4}{3 t_d^2} \right], \quad (40)$$

ahol σ_{SB} a Stefan-Boltzmann állandó. Amennyiben kihasználjuk az Arnett-modell összefüggéseit (Arnett, 1980), valamint azt, hogy a plató hossza definíció szerint megegyezik azzal az időtartammal, amely alatt a rekombinációs front teljes egészében leért a maradvány aljáig ($x_i(t_{plató}) = 0$), akkor meghatározhatóvá válik a plató hossza (részletesen lásd (Popov, 1993))

$$t_{plató} = \left[3 t_i t_d^2 \left(1 + \frac{t_i^2}{3 t_d^2} \right) \right]^{1/3} \approx 99 M_{10}^{1/2} \left(\frac{\kappa_{0,34} R_{500}}{E_{51} T_{5054}^4} \right)^{1/6} \text{ nap} \quad (41)$$

illetve maximális luminozitása

$$L_{plató} \approx 1,64 \cdot 10^{42} M_{10}^{-1/2} \left(\frac{R_{500}^2 E_{51}^{5/2} T_{5054}^4}{\kappa_{0,34}} \right)^{1/3} \text{ erg/s}, \quad (42)$$

ahol $M_{10} = M_{ej}/10 M_{\odot}$, $\kappa_{0,34} = \kappa/0,34 \text{ cm}^2/\text{g}$, $R_{500} = R_0/500 R_{\odot}$, $E_{51} = E_{kin}/10^{51} \text{ erg}$ és $T_{5054} = T_{rec}/5054 \text{ K}$.

Ennek a leírásmódnak azonban az a nagy hiányossága, hogy csak IIP típusú szupernóvák fényességváltozásának vizsgálatára alkalmas. Ezért Blinnikov és Popov (1993) kifejlesztett egy, az Arnett-modellen alapuló, olyan diffúziós modellt, amely ugyan nem tartalmazza a rekombinációt, de alkalmas a kis tömegű burokkal rendelkező II-es típusú (IIL, IIb) szupernóvák fénygörbéjének analízisére. Az előző modellhez képest ez a leírásmód a maradvány szerkezetének megadásánál eltéréseket mutat, mivel ebben az esetben a ledobott anyag egy belső magból és egy külső burokból áll. Ez a két tartomány eltérő sűrűségprofillal jellemezhető: a mag ugyanis konstans sűrűségű, míg a külső rétegek sűrűség-gradiense hatványfüggvény alakú ($\eta(x) \sim x^{-k}$). Emellett a hőmérséklet térbeli profiljának alakja is eltérő a két komponensben:

$$\psi(x) = \frac{\sin(\alpha x/x_0)}{\alpha x/x_0} \quad (x < x_0) \quad (43)$$

$$\psi(x) = \frac{\sin(\alpha)}{\alpha} \left(\frac{x}{x_0} \right)^{-(k+1)} \quad (x > x_0), \quad (44)$$

ahol x_0 a mag és a burok határrétegének relatív koordinátája, az α sajátérték pedig függ a hatványkitevő értékétől ($\tan(\alpha) \approx -\alpha/k$). A megfelelő határfeltételek figyelembe vételével a bolometrikus fényesség kifejezhetővé válik a sűrűség és hőmérséklet térbeli alakjának ismeretében:

$$L(x, t) = -\frac{E_0}{t_d} \phi(t) \frac{x^2}{\kappa \eta(x)} \frac{d\psi}{dx}, \quad (45)$$

ahol $E_0 = 4\pi a T(0, 0)^4 R_0^3$. Egy adott időpontban a fotoszféra koordinátájának ismeretében

ebből az egyenletből és a radioaktív nikkel energijárulékából meghatározhatóvá válik a szupernóva-robbanás fényességváltozásának időfejlődése.

Ezen a ponton érdemes megjegyezni, hogy később Popov (1995) megmutatta, hogy a hőmérséklet térbeli profilja kis tömegű burokkal rendelkező szupernóvák esetén is közelíthető az egyszerű Arnett (1980) által definiált $(\psi(x) \approx \sin(\pi x)/\pi x)$ formulával, amennyiben a kérdéses időpontban a közeg teljes optikai mélysége $(\tau_* = t_d^2 c/4 v_{sc} (t + t_h)^2)$ nagyobb, mint 1.

1.4.3. Magnetárok szerepe a fénygörbe kialakulásában

Elméleti megfontolások alapján a radioaktív bomlás mellett más fűtési mechanizmusok is szerepet játszhatnak a szupernóva-robbanások fénygörbéjének kialakulásában. Az egyik ilyen elmélet szerint egy gyorsan forgó neutroncsillag képes mágneses kölcsönhatás révén energiát átadni a ledobott anyagnak (Woosley, 2010; Chatzopoulos, Wheeler és Vinkó, 2012). Ehhez azonban a neutroncsillagnak nagyon erős ($10^{14} - 10^{15}$ G) mágneses térerősséggel kell rendelkezni. Az ilyen extrém mágneses tulajdonságokkal rendelkező kompakt objektumokat a szakirodalomban magnetárnak nevezzük (pl.: Kasen és Bildsten, 2010).

A magnetár modell abból a feltevésből indul ki, hogy magösszeomlás során kialakult neutroncsillag mágneses fékeződése (spin-down) során felszabaduló teljes energia termalizálódik a robbanás által ledobott burookban, miközben energia szabadul fel. Az időegységenként termelt összenergiát ebben az esetben az ún. fékeződési formula szolgáltatja (Kasen és Bildsten, 2010):

$$L_m = \frac{E_p}{t_p} \frac{l-1}{(1+t/t_p)^l}, \quad (46)$$

ahol E_p a magnetár kezdeti rotációs energiája, t_p a lefékeződés karakterisztikus ideje, l pedig függ a mágneses tér szerkezetétől. Tegyük fel, hogy a mágneses tér közelítőleg dipólusnak tekinthető, amelyre $l = 2$. Így a (46) egyenlet még tovább egyszerűsödik. Ha ezt az alakot beírjuk a termodinamika I. főtételebe, és kihasználjuk a diffúziós közelítést, akkor a szupernóva fénygörbéje meghatározhatóvá válik a Chatzopoulos, Wheeler és Vinkó (2012) által megadott analitikus összefüggés alapján

$$L(t) = \frac{2 E_p}{t_p} e^{-[(t/t_d)^2 + t_h t/t_d^2]} \int_0^x e^{-[z^2 + t_h z/t_d]} \left(\frac{t_h}{t_d} + z \right) \frac{1}{(1 + yz)^2} dz, \quad (47)$$

ahol $x = t/t_d$ és $y = t_d/t_p$.

Az effektív diffúziós időskála, a lefékeződési idő, valamint a kezdeti rotációs energia ismeretében a fénygörbe csúcsfényessége az alábbi módon becsülhető meg (Kasen és Bildsten, 2010):

$$L_{peak} \approx \frac{E_p t_p}{t_d^2} \left[\ln \left(1 + \frac{t_d}{t_p} \right) - \frac{t_d}{t_d + t_p} \right]. \quad (48)$$

Mivel E_p tipikus értéke $\sim 10^{51}$ erg, t_p pedig 10^6 s nagyságrendjébe esik, ezért a maximális

luminozítás elérheti akár a $10^{44} - 10^{45}$ erg/s értéket is. Ebből pedig az következik, hogy a magnetár energiatermelési mechanizmus jelentős szerepet játszhat extrém fényes Ib/c típusú, valamint szuperfényes szupernóvák fényességváltozásának kialakulásában (Kasen és Bildsten, 2010; Woosley, 2010; Chatzopoulos, Wheeler és Vinkó, 2012).

A dipólus közelítést figyelembe vételével a luminozítás mellett nagyságrendileg meghatározható az M_{NS} tömegű magnetár kezdeti rotációs periódusa (Metzger és mtai, 2015)

$$P_{10} = \frac{P}{10\text{ms}} \approx \sqrt{\frac{2,5 \cdot 10^{50}\text{erg}}{E_p}} \left(\frac{M_{NS}}{1,4M_{\odot}} \right)^{3/4}, \quad (49)$$

és mágneses indukciójának abszolút értéke is

$$B_{14} = \frac{B}{10^{14}\text{G}} \approx P_{10} \sqrt{\frac{147\text{s}}{t_p}} \left(\frac{M_{NS}}{1,4M_{\odot}} \right)^{3/4}. \quad (50)$$

Mérési adatok modellezésénél fontos meggyőződni arról, hogy az illesztési paraméterek fizikailag értelmes eredményt adnak-e. A magnetár modell esetében erre a forgási periódus kiszámítása ad lehetőséget. Ebben az esetben a (49) egyenletből kapott forgási periódust kell összevetni a magnetár széteséséhez tartozó periódusidővel. Egy gyorsan forgó magnetár akkor kerül a szétesés határára, amikor a centrifugális erő összemérhetővé válik a gravitációval. Az ehhez az állapothoz tartozó periódusidő egy R_{NS} sugarú magnetárra az alábbi összefüggés segítségével határozható meg

$$P = \sqrt{\frac{4 \pi^2 R_{NS}^3}{M_{NS} G}}. \quad (51)$$

Ebből pedig megadható egy határperiódus, amely nagyságrendileg $P \sim 0,22$ ms egy tipikus neutroncsillagra ($R_{NS} \sim 10$ km és $M_{NS} \sim 2 M_{\odot}$). Amennyiben a magnetár modell paramétereiből számolt periódusra ennél a határperiódusnál kisebb érték jön ki, akkor az illesztési eredmények fizikai értelemben nem tekinthetők önkonzisztensnek.

1.4.4. Ib/c és IIb típusú robbanások tömegbecslése a fénygörbe alapján

Amint ez az 1.3 fejezetben bemutatásra került, az Ib/c típusú szupernóva-robbanások szülőobjektumai olyan csillagok, amelyek a fejlődésük során teljes egészében elvesztették a hidrogén-, vagy akár a hélium rétegüket is. Ezzel szemben a IIb típusú tranziensek szülőobjektumainál csak a külső H-burok egy része hiányzik. Egyébiránt az angol szakirodalom erre a tömegvesztésre utalva nagyon találóan csak "stipped-envelope", azaz lecsupaszított burokkal rendelkező szupernóváknak nevezi ezeket a tranzienseket.

A IIb, illetve az Ib/c típusú objektumok fényességváltozása hasonló globális szerkezetet mutat: a lökeshullám lecsatolódását követően egy gyors (kb. 20 - 30 napig tartó) felfényesedési szakasz figyelhető meg, míg a késői fénygörbét a radioaktív elemek bomlása mellett jelentősen befolyásolja a gamma-szivárgás is, amit a modellezésnél sem szabad figyelmen kívül

hagyni. Viszont ennek következtében a szupernóva-robbanás során ledobódott anyag tömege függetlenül kiszámítható a korai, illetve a késői fénygöréből (Clocchiatti és Wheeler, 1997; Wheeler, Johnson és Clocchiatti, 2015).

Először vizsgáljuk meg, hogy a robbanást követő első 50 nap fényességváltozásának tulajdonságai alapján hogyan becsülhető meg a maradvány tömege. Tegyük fel, hogy a fénygörbe felfényesedési ideje (t_r) megegyezik az Arnett (1980) által definiált effektív diffúzió időskálával, valamint legyen a fotoszféra tágulási sebessége (v_{ph}) egyenlő a skálasebességgel. Így a konstansnak feltételezett opacitás segítségével kiszámítható a robbanás következtében ledobódott anyag tömege

$$M_{ej} \approx \frac{\beta c}{2 \kappa} v_{ph} t_r^2, \quad (52)$$

ahol $\beta = 13,8$ konstans sűrűségű közeg esetén. A tömeg ismeretében a robbanás mozgási energiája is megadható

$$E_{kin} = \frac{3}{10} M_{ej} v_{ph}^2 = \frac{3 \beta c}{20 \kappa} v_{ph}^3 t_r^2. \quad (53)$$

A késői fénygöréből a tömegbecslés a gamma-szivárgás karakterisztikus időskálájának meghatározása alapján lehetséges, amely a Clocchiatti és Wheeler (1997) által definiált formalizmussal az alábbi módon írható fel

$$T_0 = \sqrt{\frac{C \kappa_\gamma M_{ej}^2}{E_{kin}}}, \quad (54)$$

ahol $\kappa_\gamma \approx 0,027 - 0,030 \text{ cm}^2/\text{g}$ (Colgate és mtsai, 1980) a gamma-sugarak opacitása, és C egy a sűrűségprofiltól függő dimenziótlan konstans, amelynek tipikus értéke $\sim 0,05$.

Tényleges mérési adatok elemzéséből azonban látszik, hogy a két különböző módszerből kapott tömegek jelentős eltéréseket mutatnak, amennyiben κ megegyezik a héliumban, illetve fémekben gazdag teljesen ionizált plazma Thompson-féle opacitásával ($\kappa \sim 0,1 - 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$). Viszont ebben az esetben a tömegbecslés nem lehet önkonzisztens, mivel egyazon objektumnak nem lehet több eltérő tömege. Ennek a konfliktusnak a feloldására Wheeler, Johnson és Clocchiatti (2015) azzal a feltevessel éltek, hogy a robbanás során ledobódott anyag opacitása jóval kisebb ($\kappa \approx 0,01 \text{ cm}^2/\text{g}$), mint a Thompson-szórás hatáskeresztmetszetéből származó érték. Ebben az esetben ugyan a tömegek jó egyezést mutatnak, de az opacitás rendkívül alacsony, ami nehezen összeegyeztethető az Arnett-moddal.

A fenti tömegbecslési probléma megoldása jelenleg még nem ismert, de az az eddigi vizsgálatokból valószínűsíthető, hogy a megfejtés kulcsát a konstans opacitás, illetve a radioaktív kobalt bomlása során keletkező pozitronok megfelelő figyelembe vétele, esetleg a felfényesedési és az effektív diffúziós időskála pontosabb megfeleltetése jelentheti.

1.5. Szupernóvák fényességváltozásának hidrodinamikai leírása

Az analitikus modellekhez képest a hidrodinamikai számítások kevesebb előfeltételt tartalmaznak, viszont karakterizálásuk és futtatásuk rendkívül időigényes, amelynek elsődleges oka, hogy ezek a kódok meglehetősen nagy paramétertérrel rendelkeznek. Ezen programok közös tulajdonsága, hogy a modellezést a hidrodinamikai egyenletek (kontinuitási egyenlet, mozgásegyenlet, energiaegyenlet) és a sugárzási transzferegyenlet numerikus integrálásával végzik. Bár a felhasznált kódtól függően ezek az egyenletek mutathatnak némi eltérést, de általános esetben ezek az összefüggések Lagrange-képben az alábbi módon írhatóak fel (Bersten és mtsai, 2011; Morozova és mtsai, 2015):

(a) A tömegmegmaradást kifejező kontinuitási egyenlet:

$$V = \frac{1}{\rho} = \frac{4 \pi}{3} \frac{\partial r^3}{\partial m} . \quad (55)$$

(b) A hidrodinamikai mozgásegyenlet:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -4 \pi r^2 \frac{\partial}{\partial m} (P + q) - \frac{G m}{r^2} , \quad (56)$$

ahol v és q az adott tömegelem sebessége, illetve viszkozitása.

(c) Az energiamegmaradást leíró energiaegyenlet pedig:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \epsilon - \frac{\partial L}{\partial m} - (P + q) \frac{\partial V}{\partial t} . \quad (57)$$

A hidrodinamikai modellek alapvetően két nagy csoportba sorolhatóak: vannak úgynevezett evolúciós, illetve sugárzási transzport kódok. Az evolúciós kódok olyan komplex programok, amelyek egyaránt lehetővé teszik a nagy tömegű csillag fejlődésének és a szupernóva-robbanás lefolyásának modellezését. Ezek a programok a hidrodinamikai egyenletek mellett a nukleáris reakciós folyamatokat is tartalmazzák, amely előnyös a felrobbanó objektum kémiai összetételének pontosabb figyelembe vételénél. Hátrányuk viszont, hogy a szupernóvák fénygörbéjének szintetizálásakor a komplex atomfizikai folyamatokat és a közeg opacitását is csak limitáltan képesek kezelni, mivel ezek a programok a sugárzás terjedését a lokális termodinamikai egyensúly (LTE) feltétele alapján határozzák meg. Ebbe a csoportba tartozik például a KEPLER (Weaver, Zimmerman és Woosley, 1978) fluxuslimitált sugárzási diffúziós hidrodinamikai kód.

A másik nagy osztályt az úgynevezett sugárzási transzport kódok alkotják, amelyek, ahogy a nevük is mutatja, az időfüggő sugárzási transzport egyenletet oldják meg együttmozgó koordináta-rendszerben. Ezek a programok a sugárzás terjedésénél figyelembe veszik, hogy a közeg nincs lokális termodinamikai egyensúlyban, azaz ezek a kódok a fénygörbe mellett a robbanás nem-LTE spektrumának és spektrális energiaeloszlás függvényének (spectral energy distribution, SED) kiszámítására is alkalmasak. Azonban ezek a programok nem képesek a

robbanás során bekövetkező magreakciós folyamatok részletekbe menő kezelésére, és általános esetben az általuk használt hidrodinamikai konfiguráció is jelentősen leegyszerűsített (pl.: csak a maradvány szabad tágulását veszi figyelembe). A hidrodinamikai programok ezen csoportjának számos képviselője van, ide tartozik például az EDDINGTON (Eastman és mtsai, 1994), vagy a STELLA (Blinnikov és Bartunov, 1993) kód is.

Az alábbiakban a szupernóva-robbanások modellezésére alkalmas hidrodinamikai programok közül azokat igyekszem röviden bemutatni, amelyeket a szakirodalomban a leggyakrabban használnak egyedi objektumok fénygörbéjének illesztésére és analízisére. Ezenkívül ebben a fejezetben ismertetem az SNEC programcsomagot, amelyet kutatómunkám során magam is alkalmaztam IIP és IIB típusú szupernóvák tulajdonságainak vizsgálatára.

1.5.1. IIP típusú szupernóvák hidrodinamikai modellezése

Litvinova és Nadyozhin (1983, 1985) az elsők között alkalmaztak hidrodinamikai számításokat a IIP típusú szupernóvák legfontosabb fizikai paramétereinek meghatározására. Ennek érdekében a robbanás során ledobódott anyagot gömbszimmetrikusnak és adott kémiai összetételűnek kezelték. A szülőobjektum kémiai összetételét az úgynevezett Kippenhahn-keveréknek megfelelően rögzítették, ahol a hidrogén-, a hélium- és a fémek tömegszázaléka rendre: $X = 0,602$, $Y = 0,354$, $Z = 0,044$.

A hidrodinamikai számítások kezdeti feltételeként egy egyszerű hidrosztatikai egyensúlyban lévő csillagot használtak, amelynek sűrűsége:

$$\rho = \rho_c \left(1 - \frac{r}{R_0}\right)^{1/8}, \quad (58)$$

ahol ρ_c a csillag centrális sűrűsége. A hidrosztatikai egyensúly egyenletének kiintegrálásakor használjuk fel ezt az összefüggést. Így megkapjuk a nyomás eloszlását a centrumtól mért távolság függvényében, amiből az állapotegyenlet $\left(P(r) = \rho(r)\mathcal{R}T(r)/\mu\right)$ segítségével meghatározható a hőmérséklet térbeli profilja a kezdeti állapotban, amelyet a kód szintén a hidrodinamikai számítások határfeltételként használ.

Magát a mag összeomlásakor keletkező lökéshullámot ez a modell egy dugattyúként kezeli, amely kinetikus energiája révén a közeg belső harmadát mozgásba hozza a $t = 0$ időpillanatban. Innentől kezdve a maradvány mozgását a hidrodinamika mozgásegyenlet, luminozitását a sugárzási transzferegyenlet, míg állapotegyenletét a hidrogén, illetve a hélium ionizációja miatt a Saha-egyenlet határozza meg.

Az itt felvázolt hidrodinamikai módszerrel Litvinova és Nadyozhin (1983, 1985) összesen 23 IIP típusú szupernóva-robbanás fénygörbéjének modellezését végezte el, amelyből arra a következtetésre jutottak, hogy a plató hosszát alapvetően három mennyiség: a teljes robbanási energia (E_{SN}), a felrobbanó objektum tömege (M) és sugara (R_0) határozza meg. Ezen szupernóvák illesztési eredményeit felhasználva felírhatóak olyan közelítő képletek (Litvinova és

Nadyozhin, 1985), amelyek a IIP típusú szupernóvák fénygörbéjének és spektrumának tulajdonságaiból megadják a plató hosszát meghatározó fizikai paramétereket:

$$\begin{aligned}\log\left(\frac{E_{SN}}{10^{51}\text{erg}}\right) &= 0,135 \mathcal{V} + 2,34 \log\left(\frac{\Delta t}{1\text{nap}}\right) + 3,13 \log\left(\frac{v_{ph}}{10^8\text{cm/s}}\right) - 3,205 \quad (59) \\ \log\left(\frac{M}{1M_{\odot}}\right) &= 0,234 \mathcal{V} + 2,91 \log\left(\frac{\Delta t}{1\text{nap}}\right) + 1,96 \log\left(\frac{v_{ph}}{10^8\text{cm/s}}\right) - 1,829 \\ \log\left(\frac{R}{1R_{\odot}}\right) &= -0,572 \mathcal{V} - 1,07 \log\left(\frac{\Delta t}{1\text{nap}}\right) - 2,74 \log\left(\frac{v_{ph}}{10^8\text{cm/s}}\right) - 3,350 ,\end{aligned}$$

ahol \mathcal{V} a plató V-szűrőben mért abszolút fényessége, Δt a plató hossza és v_{ph} a maradvány fotoszferikus tágulási sebessége a $\Delta t/2$ időpontban.

A szakirodalomban eléggé elterjedt egy másik, ennél modernebb, leírásmód is, amelyet Bersten és mtsai (2011) fejlesztettek ki IIP típusú szupernóvák bolometrikus fénygörbéjének modellezésére. A robbanás időbeli fejlődésének meghatározásánál ez a program is gömb-szimmetrikusnak kezeli a ledobott anyagot, viszont a maradvány kémiai összetétele ebben az esetben nem rögzített, hanem tetszőlegesen beállítható. Azonban itt érdemes megjegyezni, hogy Bersten és mtsai (2011) hidrodinamikai számításaik során a szoláris kémiai összetételt ($X = 0,735$, $Y = 0,251$, $Z = 0,02$) részesítették előnyben.

A maradvány ionizációs állapotainak meghatározása ennél a kódnál is a Saha-egyenlet megoldásával történik úgy, hogy a héliumnál nehezebb elemek járulékától eltekintünk. Ebből meghatározható az ionok és az elektronok parciális nyomása, amit a sugárnyomás mellett figyelembe kell venni az állapotegyenlet felírásánál $(P(r) = P_{rad}(r) + P_e(r) + P_{ion}(r))$.

A magösszeomlás során keletkező erős lökéshullám modellezése viszont itt nem egy dugattyúval, hanem egy meghatározott energiatöbblet betáplálásával van figyelembe véve, ahol ennek az energiainputnak az időskálája összemérhető a hidrodinamikai időskálával. A lökéshullám termalizációjának következtében kialakuló luminozitás meghatározása a sugárzási transzferegyenlet alapján történik:

$$L = -\left(4\pi r^2\right)^2 \frac{\lambda_{ac}}{3\kappa} \cdot \frac{\partial T^4}{\partial m} , \quad (60)$$

ahol

$$\lambda = \frac{6 + 3R}{6 + 3R + R^2} \quad \text{és} \quad R = \frac{|\nabla T^4|}{\kappa \rho T^4} . \quad (61)$$

A fentebb bemutatott modelleken kívül még számos olyan hidrodinamikai kód létezik, amelyek képesek kollapszár szupernóvák vizsgálatára, és így természetesen alkalmasak IIP típusú robbanások leírására is. Ezek közé tartozik például Pumo és Zampieri (2011) sugárzási hidrodinamikai programja, amely tartalmazza a mag összeomlása során kialakuló kompakt objektum gravitációs hatását, valamint a fénygörbe szintetizálásánál a radioaktív elemek járuléka mellett számításba veszi a relativisztikus effektusokat is. Ezenkívül megemlíthető még Utrobin (2004) egydimenziós hidrodinamikai modellje is, amely egy nem állandó és nem egyensúlyi

sugárzást feltételezve határozza meg a fotonok szóródását a közegben. Ebben az esetben a hidrodinamikai alapegyenletek felírása is eltér az eddigiekben felvázoltaktól. A mozgásegyenlet

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -4 \pi r^2 \frac{\partial}{\partial m}(P + q) - \frac{G m}{r^2} + \frac{\kappa_F F^\circ}{c}, \quad (62)$$

míg a gáz energiaegyenlete

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \epsilon - (P + q) \frac{\partial V}{\partial t} + c \kappa_E E^\circ - \frac{4\pi \eta_t}{\rho}, \quad (63)$$

ahol F° a teljes sugárzási fluxus, κ_F a fluxussal súlyozott átlagos opacitás, E° a teljes kisugárzott energiasűrűség, κ_E az energiasűrűséggel súlyozott átlagos opacitás és η_t a teljes emissziós koefficiens. A bolometrikus luminozitás kiszámításánál ez a hidrodinamikai modell az (62) és a (63) egyenlet alkalmazásán túl a szélsötétedés hatását is figyelembe veszi.

1.5.2. IIb típusú szupernóvák kettős szülőcsillagainak modellezése

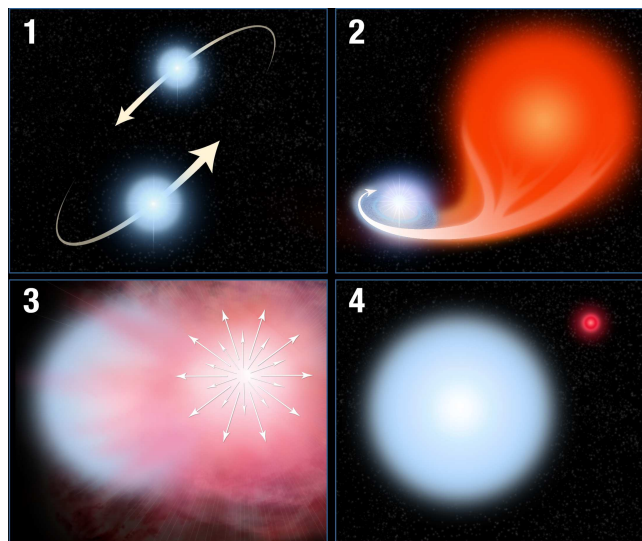
A IIb típusú szupernóva-robbanások modellezésénél egy lehetséges konfiguráció az, hogy a felrobbanó csillag egy kettős rendszer tagja, és tömegvesztését a társkomponenssel történő kölcsönhatás eredményezi. Ebben az esetben a modell kritikus paraméterei közé tartozik a tömeg és a kémiai összetétel mellett a felrobbanó objektum Roche-térfogatának mérete is, ami meghatározza a robbanás során ledobott anyag maximális kezdeti sugarát, illetve tömegét. Amennyiben feltesszük, hogy a preszupernóva sugara (R_0) megegyezik a Roche-sugárral, akkor a maradvány kezdeti mérete a szeparáció (a_*) és a két komponens tömegaránya (q) alapján kiszámítható (Eggleton, 1983):

$$\frac{R_0}{a_*} = \frac{0.49 q^{2/3}}{0.6 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}. \quad (64)$$

Mivel a szupernóva-robbanást megelőzően a szülőcsillag tömegét, sugarát és kémiai összetételét is jelentősen megváltoztatja a tárcsillag jelenléte, ezért az ilyen rendszerek modellezésénél nem elegendő pusztán a robbanás lefolyását megvizsgálni, hanem végig kell követni a kettős teljes evolúcióját is. Ehhez azonban hidrodinamikai szimulációkra van szükség, ahogy ezt az SN 1993J esetén Woosley és mtsai (1994) bemutatták. Ebben az esetben a kettős rendszer fejlődést a robbanást megelőzően a KEPLER evolúciós kód segítségével modellezték, míg a szupernóva-robbanás hatását a KEPLER mellett az EDDINGTON kóddal is vizsgálták.

Gömbszimmetrikus és forgásmentes csillagot feltételezve a KEPLER a tömegmegmaradás és a hidrodinamikai mozgásegyenlet integrálásával, valamint a beépített komplex magreakciós folyamatok felhasználásával képes a nagy tömegű csillagok fejlődésének leírására és a szupernóva-robbanások modellezésére. Ezenkívül, Woosley és mtsai (1994) kiegészítése nyomán a KEPLER kód alkalmas a tömegvesztés kezelésére, mégpedig úgy, hogy egyaránt figyelembe veszi az Eddington-fényesség elérése miatt bekövetkező sugárzási veszteséget és a

komponensek között fellépő tömegátadást is. Az elméletek szerint ezekben a kettős rendszerekben mindkét csillag nagy tömegű, aminek következtében a tömegátadás csak a főkomponens He-égető fázisa után, a vörös óriás állapot elérésekor következik be (lásd 8. ábra). Itt érdemes megjegyezni, hogy ez a fajta tömegátadás nem lehet túl intenzív, mert ellenkező esetben a főkomponens megmaradó tömege nem lenne elegendő a vasmag kialakulásához, és ezáltal a szupernóva-robbanás sem következhetne be.

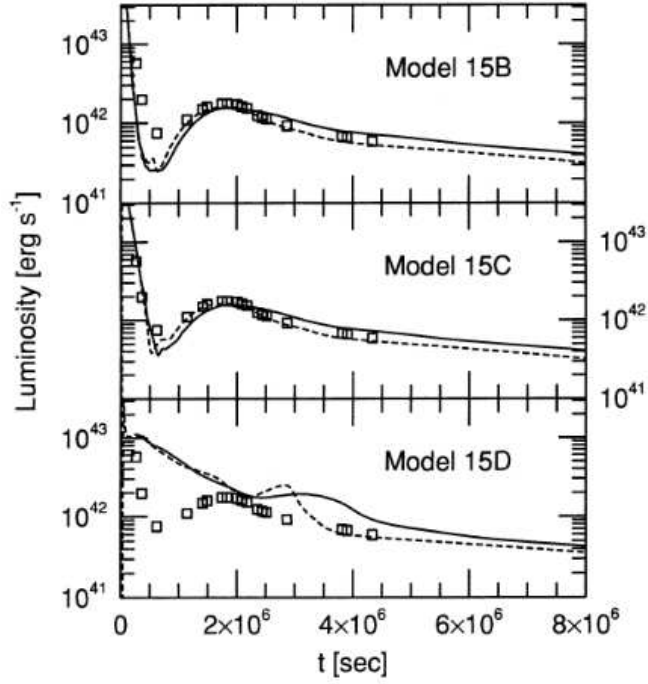


8. ábra. IIb típusú szupernóvák fejlődésének vázlatos folyamatábrája: (1) Két nagy tömegű csillag egy kettős rendszerben; (2) a főkomponens vörös óriássá válik és megkezdődik a tömegátadás; (3) a főkomponens szupernóvaként felrobban; (4) a tárcsillag túléli a robbanást (forrás: <http://sen.com>).

A KEPLER a robbanás fénygörbéjének modellezésénél kihasználja, hogy az opacitás az elektron-szórásból származik, valamint azzal a közelítéssel él, hogy az LTE feltétel miatt a sugárzási transzport a feketetest-sugárzással hozható kapcsolatba. Ezzel szemben az EDDINGTON kód egy sokkal realisabb fizikai konfiguráció kiszámítását teszi lehetővé az opacitás és a gamma-fotonok elnyelődésének pontosabb figyelembe vételével. Itt az opacitás a Thompson-szórás mellett tartalmazza a szabad-szabad és a kötött-szabad átmenetek abszorpciós hatását is. Az EDDINGTON kód emellett képes a gáz nem-LTE állapotegyenletének megoldására is, de Woosley és mtai (1994) mégis egy egyszerűsített modellt használtak, ahol az állapotegyenletet a Saha-egyenlet szolgáltatja. A két különböző hidrodinamikai módszer által szolgáltatott eredmények összehasonlításából (9. ábra) látszik, hogy bár ezek a kódok teljesen eltérő elvek alapján működnek, a megfelelő paraméterter megválasztásával mégis egyformán alkalmasak IIb típusú szupernóva-robbanások fényességváltozásának modellezésére.

1.5.3. Szupernóva-robbanások modellezése az SNEC kóddal

Kollapszár szupernóva-robbanások hidrodinamikai fejlődésének nyomon követésére alkalmas az SNEC (SuperNova Explosion Code) nyílt forráskódú, fejlesztés alatt álló, 1D programcsomag



9. ábra. SN 1993J fényességváltozásának modellezése a KEPLER és az EDDINGTON hidrodinamikai kódok segítségével (Woosley és mtsai, 1994).

(Morozova és mtsai, 2015), amely a tranziens bolometrikus fénygörbéje mellett képes az egyedi szűrőkkel mérhető fényességváltozások meghatározására is.

Ez a kód szellemiségét tekintve leginkább a Bersten és mtsai (2011) által fejlesztett hidrodinamikai modellre hasonlít, azaz az SNEC is kihasználja, hogy a robbanás során ledobott anyag végig gömbszimmetrikusnak tekinthető, és így a táguló maradvány felosztható kis zónákra. Emellett a hidrodinamika számítások is az (55) - (57) egyenletek segítségével, míg a luminositás meghatározása az (60) és (61) összefüggések felhasználásával végzi. Ehhez azonban nélkülözhetetlen a ledobott anyag állapotegyenletének megadása minden időpillanatban, amely egyfelől történhet az ideális gáz feltétellel, másfelől használhatjuk az úgynevezett Paczynski-féle leírasmódot (Paczynski, 1983) is. Ideális gáz esetén az állapotegyenlete:

$$P = \frac{k_B N_A \rho T}{\mu}, \quad (65)$$

ahol k_B a Boltzmann-állandó, N_A pedig az Avogadro-állandó. Ezzel szemben a Paczynski-féle állapotegyenlet:

$$P = P_{ion} + P_{e^-} + P_{rad}, \quad (66)$$

ahol $P_{ion} = n_s k_B T$ az ionok, $P_{e^-} = n_e k_B T$ az elektronok és $P_{rad} = aT^4/3$ a sugárzás járuléka. Ebben az esetben az ionizációs állapotok tényleges kiszámításánál feltesszük, hogy a sugárzás és az anyag leírható egy közös hőmérséklettel, azaz teljesül a lokális termodinamikai egyensúly feltétele. Emellett használjuk ki a partíciós függvény definícióját, amely az összes atom

figyelembe vételével:

$$Z(T) = g_0 + \sum_{k=1}^{\infty} g_k e^{-\epsilon_k/k_B T}, \quad (67)$$

ahol g_0 és g_k az alapállapot, illetve az k -adik gerjesztési állapot statisztikus súlya, míg ϵ_k az adott energiaszint gerjesztési potenciálja. Így az ionizációs állapotok meghatározására alkalmazható a Saha-egyenlet:

$$\frac{n_{s+1} n_e}{n_s} = 2 \frac{Z^{s+1}(T)}{Z^s(T)} \left[\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right]^{3/2} \exp \left(-\frac{\chi_s}{k_B T} \right) \quad (s = 1, 2, \dots), \quad (68)$$

ahol n_s és $Z^s(T)$ az s -edik ionizációs állapotban lévő atomok koncentrációja, illetve partíciós függvénye, n_e az elektronok koncentrációja, m_e az elektronok nyugalmi tömege és χ_s az adott állapothoz tartozó ionizációs energia.

A magöszseomlást megelőző állapot definiálása szintén kritikus a szupernóva fénygörbéjének szintetizálása szempontjából, azonban ehhez számos fizikai paraméter (hőmérséklet, sűrűség, sebesség, kémiai összetétel, stb.) térbeli eloszlásának leírása szükséges. A szülőobjektum megfelelő konfigurációjának megadását azonban segíti, hogy az SNEC alkalmas a csillagfejlődési modellekből származó végállapotok kezelésére. Így például lehetőség nyílik arra is, hogy megvizsgáljuk a MESA programcsomaggal létrehozott nagy tömegű modellcsillag "felrobbantásából" származó szupernóva időbeli fejlődését.

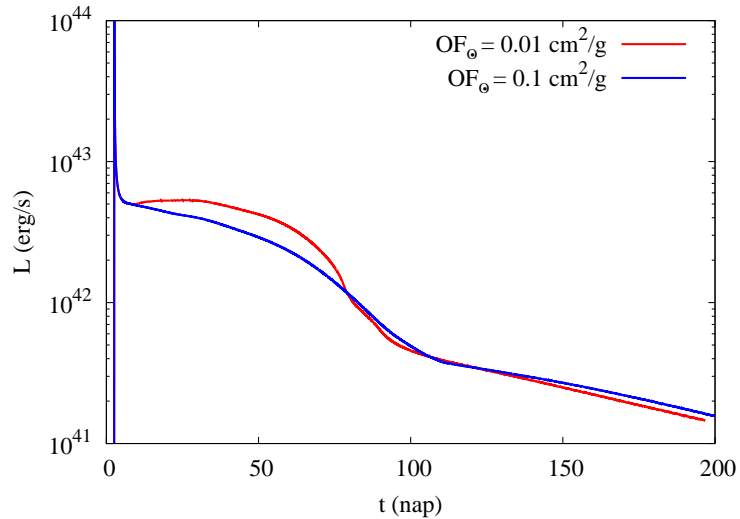
A fényességváltozás időbeli lefutása azonban nem csak a felrobbanó objektum szerkezetétől, hanem a csillagot szétvető lökéshullám tulajdonságaitól is függ. Ebben az esetben elsősorban a robbanás energiája és az energiadiSSIPáció időtartama a meghatározó, amelynek kezelésére az SNEC két különböző leírásmódot kínál. Az egyik az úgynevezett 'Piston_Explosion', amely egy fenomenologikus szemléletmódot követ. Ebben az esetben a robbanás energiáját egy dugattyú sebességével és mozgásának időtartamával lehet megadni. A lökéshullám tulajdonságainak megadására egy másik lehetőség az úgynevezett 'Thermal_Bomb' séma, ahol a teljes robbanási energia egy exponenciális függvény szerint oszlik el mind térben, mind időben.

A lökéshullám és az általa létrehozott ionizációs front terjedése hatással van a táguló burok opacitására, és ezáltal a szupernóva-robbanás luminozitására is (lásd (60) egyenlet). Ezért az SNEC minden tömegelemre meghatározza a Rosseland-féle átlagos opacitást (κ_R) a lokális kémiai összetétel, hőmérséklet és sűrűség figyelembe vételével. Az átlagoláshoz szükséges opacitás táblázatok megválasztása elsősorban az adott zóna hőmérsékletétől függ. Így az alacsonyabb hőmérsékletű tartományon ($\log(T) < 4,5$) a program a Ferguson és mtsai (2005) által definiált értékek segítségével, míg magasabb hőmérsékleteken ($4,5 < \log(T) < 8,7$) az OPAL táblázatok felhasználásával végzi el a szükséges számításokat. Azonban sem az OPAL, sem a Ferguson és mtsai (2005) táblázatokból meghatározott átlagos opacitás nem tartalmazza a nem-termális ionizációt, valamint a gamma sugárzás gerjesztő hatását. Ezeknek a hiányzó effektusoknak a kezelésére Morozova és mtsai (2015) a szakirodalomban gyakran használt úgynevezett opacitás-küszöb (opacity floor, OF) technikát alkalmazták (Shigeyama és Nomoto,

1990; Bersten és mtsai, 2011). Ennél a módszernél tulajdonképpen az opacitás alsó határának megadása történik mind egy szoláris összetételű (OF_{\odot}), mind egy teljes egészében fémeket tartalmazó (OF_Z) közeg esetében. A program pedig ebből a két határértékből meghatározza az adott i -edik zóna opacitás-minimumát:

$$OF_i = \frac{OF_Z Z_{\odot} - OF_{\odot} + Z_i(OF_{\odot} - OF_Z)}{Z_{\odot} - 1}, \quad (69)$$

ahol Z_{\odot} és Z_i a Nap, illetve az i -edik zóna fémtartalma. A számítások során az SNEC ezt az minimumot használja a táblázatokból kapott opacitások határértékeként, azaz ha egy tömegelemre $\kappa_R < OF$, akkor az adott zóna opacitása megegyezik az opacitás-minimum értékével. Itt azonban azt is szem előtt kell tartani, hogy az OF_{\odot} és az OF_Z kvantitatív megadása nem egységes a szakirodalmon belül, pedig például IIP típusú szupernóvák esetén ezek a küszöbértékek jelentősen befolyásolják a plató hosszát, valamint maximális fényességét (lásd 10. ábra).



10. ábra. Különböző OF_{\odot} küszöbértékek hatása a IIP típusú szupernóva-robbanások szintetizált fénygörbéjére.

A fénygörbe időbeli lefutásának meghatározásánál az SNEC nem csak a lökeshullám ionizációs hatását és az opacitás változását veszi figyelembe, hanem a robbanás során keletkező radioaktív nikkelt és kobalt bomlásából származó energijárulékot is. Azonban itt fontos megjegyezni, hogy a kezdeti nikkeltömeg a kód egyik bemeneti paramétere, azaz meghatározása nem reakcióhálózatok alapján történik, aminek következtében az SNEC két beépített robbanási mechanizmusa azonos energia és nikkeltömeg mellett azonos fénygörbéket eredményez.

2. Vizsgálati módszerek

2.1. Differenciálegyenletek diszkretizációja és numerikus megoldása

Egy közönséges elsőrendű differenciálegyenlet általános esetben az alábbi összefüggés segítségével írható fel:

$$\frac{dy(t)}{dt} = f(t, y(t)) , \quad (70)$$

ahol az $y(t)$ függvény értéke ismeretlen bármely $t > 0$ időpillanatban, azonban peremfeltételként tételezzük fel, hogy a kezdő időpontban $y(t = 0) = y_0$ ismert. Így a kezdeti feltételt kielégítő megoldás

$$y(t) = y_0 + \int_0^t f(t, y(t)) dt \quad (71)$$

alakban írható fel.

Egy ilyen típusú egyenlet megoldásának első lépés a differenciálegyenlet diszkretizálása. Ehhez használjuk ki, hogy bármely függvény deriváltja felírható egy határértékeként

$$\frac{dy(t)}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{y(t + \Delta t) - y(t)}{\Delta t} . \quad (72)$$

Ebből a differenciálegyenlet diszkretizálása úgy végezhető el, hogy a Δt időlépést kellően kicsinek választjuk, és így a határérték elhanyagolhatóvá válik:

$$\frac{dy(t)}{dt} \approx \frac{y(t + \Delta t) - y(t)}{\Delta t} . \quad (73)$$

A diszkretizációt követően az $y(t)$ függvény értéke numerikus integrálással már bármely időpillanatban meghatározható. A numerikus integrálás legegyszerűbb módja az úgynevezett Euler-módszer, ahol a (70) és a (73) egyenletekből

$$f(t, y(t)) = \frac{y(t + \Delta t) - y(t)}{\Delta t} . \quad (74)$$

Ha az első iterációs lépésnél kihasználjuk a határfeltételt, akkor onnantól kezdve a keresett függvény értéke bármely tetszőleges időpontban kiszámítható az azt megelőző állapot segítségével:

$$y(t + \Delta t) = y(t) + f(t, y(t)) \Delta t . \quad (75)$$

Az Euler-módszer hátránya, hogy a numerikus integrálás hibája arányos Δt^2 -tel, azaz a gyakorlatban a kellő pontosság eléréséhez az időlépést rendkívül kicsinek kell választanunk. Ebben az esetben viszont a megnő az elvégzendő műveletek száma, ami természetesen növeli a számítógép által végrehajtott kerekítések számát is. Ennek következtében a numerikus integrálás pontossága egy bizonyos határon túl már nem javítható pusztán a lépésköz csökken-

tésével. Ha az így elérhető pontosság nem elegendő a vizsgált probléma szempontjából, akkor más kiegészítő módszerek alkalmazása szükséges a differenciálegyenlet numerikus megoldásához. Egy ilyen jól bevált technika a numerikus integrálás elvégzésére a Runge-Kutta módszer, amelynek több variációja is létezik. Ezek közül a leggyakrabban használt az úgynevezett negyedrendű Runge-Kutta módszer, amely a differenciálegyenlet megoldásához négy segéd-függvényt definiál:

$$\begin{aligned} k_1 &= f(t, y(t)) \\ k_2 &= f\left(t + \frac{\Delta t}{2}, y(t) + \frac{\Delta t}{2} k_1\right) \\ k_3 &= f\left(t + \frac{\Delta t}{2}, y(t) + \frac{\Delta t}{2} k_2\right) \\ k_4 &= f\left(t + \Delta t, y(t) + \Delta t k_3\right). \end{aligned} \quad (76)$$

Ennek a négy függvénynek a felhasználásával a keresett megoldás az alábbi módon állítható elő:

$$y(t + \Delta t) = y(t) + \frac{1}{6} (k_1 + 2 k_2 + 2 k_3 + k_4). \quad (77)$$

A Rung-Kutta módszer legnagyobb előnye, hogy a közelítés hibája Δt^5 nagyságrendű. Így ugyanakkora lépésköz esetén jóval kisebb numerikus bizonytalanság érhető el ezzel az eljárással, mint az Euler-módszer segítségével.

2.2. Mennyiségek korrelációjának vizsgálata

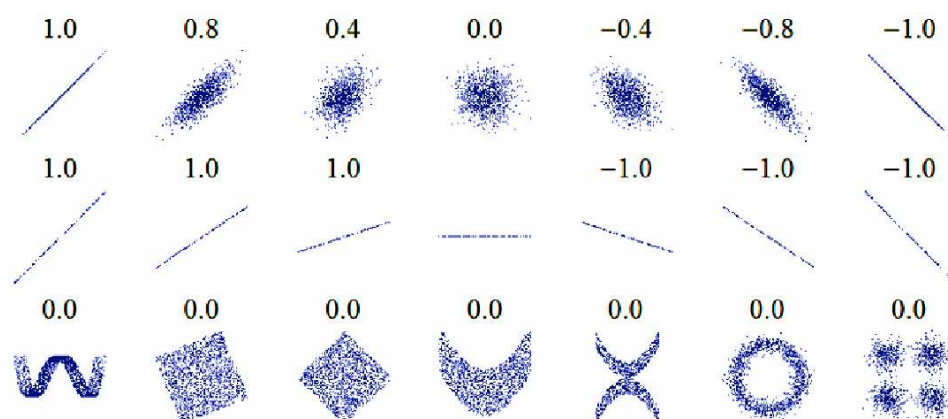
A sok paramétert tartalmazó, összetett modellek használata esetén elengedhetetlen a fizikai mennyiségek kapcsolatának vizsgálata, amely a korreláció-analízis segítségével lehetséges. Matematikai értelemben korrelációnak nevezzük két tetszőleges mennyiség lineáris kapcsolatát. Amennyiben a vizsgálandó paraméterek száma kettőnél több, akkor a korreláció meghatározása páronként végzendő el. Abban az esetben ha ezek közül bármely két paraméter nem független egymástól, akkor lényeges a korreláció jellegének meghatározása is.

A korreláció erősségének megadására a legelterjedtebb technika az úgynevezett Pearson-féle korrelációs koeficiens módszer (lásd pl.: Tóthné, 2011). Ebben az esetben két tetszőleges paraméter (x és y) kapcsolata számszerűleg az alábbi módon határozható meg a korrelációs együttható segítségével:

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y})}{(n - 1) \sigma_x \sigma_y}, \quad (78)$$

ahol \bar{x} , \bar{y} és σ_x , σ_y a két mennyiség átlagértéke, illetve szórása. A korrelációs koeficiens nagysága ($|r| \leq 1$) a paraméterek közti kapcsolat erősségét, míg előjele az arányosság jellegét mutatja meg. Ha r értéke negatív, akkor a két mennyiség fordítottan arányos egymással, viszont ha r pozitív, akkor egyenes arányosság áll fenn a paraméterek között.

Független paraméterek esetén az r együttható értéke nullával lesz egyenlő, azonban abból, hogy az $r = 0$ még nem következik, hogy a vizsgált fizikai mennyiségek függetlenek egymástól. Ennek az oka, hogy a Pearson-módszer csak a változók lineáris kapcsolatának kimutatására alkalmas, azaz a paraméterek magasabb rendű összefüggése esetén is nulla lesz a korrelációs koefficiens. Ezért az r értékének meghatározása mellett elengedhetetlen a két mennyiség grafikus vizsgálata (lásd 11. ábra), amely alapján könnyen meghatározható, hogy van-e tényleges kapcsolat a paraméterek között.



11. ábra. Pearson-féle korrelációs koefficiensnek grafikus megjelenítése. Látszik, hogy az értékpárok szórás és elhelyezkedése a lineáris kapcsolat mértékére utal (felső sor), míg a megfigyelhető trendek meredeksége (középső sor), illetve a paraméterek nemlineáris kapcsolata (alsó sor) nem befolyásolja a korrelációs együttható értékét. (forrás: en.wikipedia.org)

1. táblázat. Paraméterek kapcsolatának erőssége a korrelációs együttható függvényében (Tóthné, 2011)

Korreláció erőssége	$ r $
Elhanyagolható	0,0 - 0,25
Gyenge	0,25 - 0,5
Közepes	0,5 - 0,75
Erős	0,75 - 0,9
Nagyon erős	0,9 - 1,0

Ahogy azt már említettem, a korrelációs együttható abszolút értéke megmutatja a vizsgált mennyiségek közti összefüggés erősségét. Azonban azt is figyelembe kell venni, hogy a nagy szórással és hibával rendelkező értékpárok jelentősen befolyásolják r tényleges nagyságát. Vagyis, mivel a gyakorlatban a paraméterek értékei hibával terheltek, ezért a korrelációs együttható kiszámításánál még akkor sem kapunk egzaktul nullát, ha a fizikai mennyiségek egyébként függetlenek egymástól. Ezért a 1. táblázatnak megfelelően elhanyagolhatónak tekintjük a korrelációt a $0 \leq |r| \leq 0,25$ tartományon belül. Ezzel szemben akkor beszélhetünk a paraméterek tökéletesen lineáris kapcsolatáról, ha a korrelációs koefficiens abszolút értéke 0,9 - 1 közé esik. Itt fontos megjegyezni, hogy matematikailag az $y = ax + b$ összefüggés, vagyis a lineáris kapcsolat, csak az $|r| = 1$ esetben teljesül.

2.3. Mérési adatok illesztése - legkisebb négyzetek módszere

Hibával terhet mérési adatok illesztésére egy jól bevált matematikai eljárás a legkisebb négyzetek módszere, amely egy előre definiált modell paramétereinek szisztematikus változtatásával igyekszik a mérési pontok és az illesztő függvény eltérésének négyzetét minimalizálni.

Tegyük fel, hogy a vizsgálandó adatsor N db mérési pontot tartalmaz, és minden egyes adatpont ($i = 1, \dots, N$) felírható egy (x_i, y_i) koordinátpár segítségével. Továbbá azt is használjuk ki, hogy az illesztendő függvény alakja ismert és az alábbi módon írható fel:

$$y(x) = f(x, p_1, p_2, \dots, p_n), \quad (79)$$

ahol p_1, p_2, \dots, p_n a modellt alkotó n db paraméter, amelyek pontos értékét a minimalizációs eljárás során szeretnénk meghatározni. Ha a vizsgált rendszer szabadsági foka ($\nu = N - n$) nullánál nagyobb, akkor ez az optimalizációs probléma egyértelműen meghatározható a legkisebb négyzetek módszerével. Ennél az eljárásnál alapvetően az

$$E = \sum_{i=1}^N \left[y_i - f(x_i, p_1, p_2, \dots, p_n) \right]^2 \quad (80)$$

függvény minimumát keressük. Mivel matematikailag ez egy szélsőérték problémának tekinthető, ezért csak akkor teljesül egzaktul, ha a modellfüggvény minden paraméterére

$$\frac{\partial E}{\partial p_i} = 0. \quad (81)$$

A gyakorlatban azonban a (80) összefüggés csak korlátozottan alkalmazható, mivel a tényleges mérési adatok különböző nagyságú hibával terheltek, és ezek a bizonytalanságok, illetve kilógó értékek az egész eljárás végeredményét megváltoztatják. Ezért valós adatsorok illesztésére általában az úgynevezett χ^2 -próbát használjuk, ami tulajdonképpen a legkisebb négyzetek módszerének egy módosítása. Ebben az esetben azonban a minimalizálandó függvény a következő:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\Delta y_i^2} \left[y_i - f(x_i, p_1, p_2, \dots, p_n) \right]^2, \quad (82)$$

ahol Δy_i az egyes mérési pontok hibája. Ha a paraméterek változtatásával megkeressük a χ^2 függvény minimumát, akkor az ehhez tartozó együtthatók adják a paraméterek optimális értékét, amelyek pedig egyértelműen meghatározzák a legjobban illeszkedő elméleti függvényt. Az így kapott modell a (82) összefüggés alapján akkor tekinthető elfogadhatónak, ha a $\chi^2 \leq 1$, mivel ebben az esetben a szintetizált függvény a mért értékektől legfeljebb az adatpontok hibájával tér el.

3. Szupernóva-robbanások fényességváltozásának modellezése

3.1. Kollapszárók kétkomponensű modellje

Ahogy azt már az 1.4.1 fejezetben is említettem a doktori képzés időtartama alatt az Arnett (1980, 1982) által publikált, majd Arnett és Fu (1989) munkássága nyomán továbbfejlesztett sugárzási diffúziós modell módosításával foglalkoztam, amely végül egy általános, fél-analitikus fénygörbe-illesztő modell, illetve az LC2 névre hallgató program létrehozásához vezetett (Nagy és mtsai, 2014; Nagy és Vinkó, 2016), amely bárki számára szabadon hozzáférhető az alábbi linken: <http://titan.physx.u-szeged.hu/~nagyandi/LC2>.

Az alábbiakban bemutatásra kerülő kétkomponensű modell az eddigiekben tárgyalt analitikus leírásmódokhoz hasonlóan kihasználja, hogy a robbanást követően a maradvány gömb-szimmetrikus és homológ tágulást végez. Ennek következtében, az Arnett és Fu (1989) modell szellemiségét követve, a fénygörbe szintetizálásához szükséges egyenleteket a (18) összefüggés alapján definiált együttmozgó koordináta-rendszerben adhatjuk meg.

A kétkomponensű modell egyik fontos általánosítása, hogy a termodinamika I. főtételenek felírásakor nem csak a radioaktív bomlást és a rekombináció hatását veszi figyelembe, hanem a robbanás során kialakuló magnetár fékeződéséből származó extra energiatermelés szerepét is. Ebben az esetben azonban figyelembe kell venni, hogy az energiatermelési ráta a kettős energiatermelés miatt módosul, azaz

$$\epsilon(t) = \epsilon_{Ni}(t) + \epsilon_M(t) , \quad (83)$$

ahol $\epsilon_{Ni}(t)$ a nikkelt és a kobalt radioaktív bomlásának, míg $\epsilon_M(t)$ a magnetár lefékeződésének energiatermelési rátája. Ebben az esetben a radioaktív bomlás járulékának kiszámítása továbbra is a (21) - (23) összefüggések alapján, míg a magnetár hatásának figyelembe vétele dipólus közelítést alkalmazva a

$$\epsilon_M(t) = \frac{E_p}{t_p} \frac{1}{M_{ej}} \frac{1}{(1 + t/t_p)^2} \quad (84)$$

egyenlet felhasználásával történik. Amennyiben a (12) egyenlet megoldásánál kihasználjuk ezt a kombinált energiatermelési rátát, akkor a $\phi(t)$ függvény alakja:

$$\frac{d\phi(t)}{dt} \tau_{Ni} = \frac{R(t)}{R_0 x_i^3} \left[p_1 \zeta(t) - p_2 x_i \phi(t) + p_3 \frac{1}{(1 + t/t_p)^2} \right] - 2\tau_{Ni} \phi(t) \frac{1}{x_i} \frac{dx_i}{dt} , \quad (85)$$

ahol $p_3 = \tau_{Ni} E_p / E_{Th} t_p$.

Ezzel a módosítással a fénygörbék illesztésénél akár egyidejűleg használhatjuk mindkét fűtési mechanizmust, ami Ib/c típusú, illetve szuperfényes szupernóvák esetén hasznos lehet (Woosley, Heger és Weaver, 2002; Chatzopoulos és mtsai, 2013). Itt azonban azt sem szabad elfelejteni, hogy a mért szupernóvák többsége nem rendelkezik extrém csúcshéyességgel, azaz a magnetár szerepe ezeknél az objektumoknál elhanyagolható. Így a modellezéshez fejlesztett

programnak lehetőséget kell biztosítani arra, hogy tetszés szerint külön-külön használjuk a fentebb vázolt két energiatermelési folyamatot, vagy ad abszurdum mindkettőtől eltekintve csak a diffúzió hatását vegyük figyelembe.

Az energiatermelési folyamatok bővítése mellett a sűrűségprofil általánosítását is elvégeztem. Ehhez azt feltételeztem, hogy a robbanás során ledobott anyag két eltérő sűrűségű zónára osztható. A használt konfiguráció tehát egy belső, konstans sűrűségű és egy külső, hatványfüggvény vagy exponenciális függvény szerint lecsengő tartományból áll, amelyek határa az x_0 dimenziótlan sugárnál helyezkedik el.

Ebben az új konfigurációban a sűrűségprofil megadása továbbra is a (19) összefüggés alapján történik, viszont az ebben szereplő $\eta(x)$ függvény alakja változik a számítások során. Így a sűrűség térbeli eloszlása exponenciális sűrűségprofil esetén

$$\eta(x) = \begin{cases} e^{-\alpha(x-x_0)} & \text{ha } x > x_0 \\ 1 & \text{ha } x \leq x_0, \end{cases} \quad (86)$$

míg hatványfüggvény alakú sűrűségprofilra

$$\eta(x) = \begin{cases} (x/x_0)^{-n} & \text{ha } x > x_0 \\ 1 & \text{ha } x \leq x_0, \end{cases} \quad (87)$$

ahol α és n két kis pozitív skalár.

A (19) egyenletben szereplő másik fontos mennyiség a maradvány centrális sűrűsége, amely a robbanás során ledobott anyag M_{ej} tömegéből a

$$M_{ej} = 4 \pi R_0^3 \rho(0,0) \left(\int_0^{x_0} x^2 dx + \int_{x_0}^1 \eta(x) x^2 dx \right) = 4 \pi R_0^3 \rho(0,0) f(x_0) \quad (88)$$

összefüggés szerint határozható meg, azaz

$$\rho(0,0) = \frac{M_{ej}}{4 \pi R_0^3 f(x_0)}. \quad (89)$$

Itt az $f(x_0)$ geometriai faktor a két integrál összege, amely exponenciális sűrűségprofilra

$$f(x_0) = \frac{x_0^3}{3} + \frac{1}{\alpha} \left\{ x_0^2 + \frac{2}{\alpha} [x_0 - e^{(x_0-1)}] + \frac{2}{\alpha^2} [1 - e^{(x_0-1)}] - e^{(x_0-1)} \right\}, \quad (90)$$

míg hatványfüggvény alakú sűrűségprofil esetén (Vinkó és mtsai, 2004)

$$f(x_0) = \frac{3x_0^n - nx_0^3}{3(3-n)}. \quad (91)$$

A centrális sűrűségen kívül a modell kinetikus energiája is függ a választott sűrűségprofiltól

$$E_{kin} = 2 \pi R_0^3 \rho(0, 0) v_{exp}^2 \left(\int_0^{x_0} x^4 dx + \int_{x_0}^1 \eta(x) x^4 dx \right) = 2 \pi R_0^3 \rho(0, 0) v_{exp}^2 g(x_0). \quad (92)$$

Az előző egyenletben szereplő $g(x_0)$ függvény exponenciális sűrűségprofilra

$$g(x_0) = \frac{x_0^5}{5} + \frac{1}{\alpha} \left\{ x_0^4 + \frac{4}{\alpha} [x_0^3 - e^{(x_0-1)}] + \frac{12}{\alpha^2} [x_0^2 - e^{(x_0-1)}] + \right. \\ \left. + \frac{24}{\alpha^3} [x_0 - e^{(x_0-1)}] + \frac{24}{\alpha^4} [1 - e^{(x_0-1)}] - e^{(x_0-1)} \right\}, \quad (93)$$

míg hatványfüggvény esetben

$$g(x_0) = \frac{5x_0^n - nx_0^5}{5(5-n)}. \quad (94)$$

Ezen paraméterek ismeretében pedig az alábbi összefüggés alapján meghatározható a szupernóva maximális tágulási sebessége

$$v_{exp} = \sqrt{\frac{2 E_{kin} f(x_0)}{M_{ej} g(x_0)}}. \quad (95)$$

A sűrűségprofil mellett a hőmérséklet térbeli alakjának kezelése is döntő fontosságú lehet a modellezés szempontjából. Ennek ellenére az egyszerűség kedvéért a programban mégis az Arnett-féle úgynevezett "sugárzási zéró" megoldást használtam, ahol $\psi(x) = \sin(\pi x)/(\pi x)$ és $0 < x < x_i$. Azonban, ahogy ezt Popov (1995) megmutatta, ez a formula csak akkor használható, ha $\tau_* > 1$ (lásd 1.4.2 fejezet). Ezt szem előtt tartva megvizsgáltam, hogy a későbbiekben bemutatásra kerülő mérések illesztési paraméterei alapján milyen opikai mélységek adódnak a modellezés során. Ezen vizsgálatok eredményeként azt kaptam, hogy IIP típusú szupernóvák esetén $\tau_* > 4$, miközben a IIb típusú robbanásokra $\tau_* \sim 2$. Vagyis ezen eredmények alapján jól látszik, hogy a IIP modellek teljes egészében, míg a IIb modellek közelítőleg kielégítik a Popov (1995)-féle feltételt. Ebből pedig az következik, hogy az Arnett-féle hőmérséklet-profil használata nem okoz számottevő hibát a mérési adatok illesztésekor.

A fent bemutatott általánosításokat figyelembe véve az Arnett és Fu (1989) modellhez hasonlóan meghatározható a szupernóva-robbanás fényességváltozásának időbeli lefutása. Ehhez elő lépésként a sugárzási diffúzió időskáláját kell kiszámítani úgy, hogy figyelembe vesszük a sűrűségprofil alakját, azaz

$$t_a = \frac{3 \kappa M_{ej}}{4 \pi^3 R_0 f(x_0)}. \quad (96)$$

Majd ezt követően a (85) differenciálegyenlet kell numerikusan megoldani, amely a gyakorlatban a 2.1 fejezetben bemutatott Runge-Kutta módszer alapján történt. Mivel a programban kellően kicsire ($\Delta t = 1s$) választottam az időlépést, ezért használható az alábbi közelítés:

$$\frac{dx_i}{dt} \approx \frac{\Delta x_i}{\Delta t}. \quad (97)$$

Az m -dik időlépésben $\Delta x_i = x_i^{(m)} - x_i^{(m-1)}$, ahol $x_i^{(m)}$ és $x_i^{(m-1)}$ a dimenziótlan rekombinációs sugár értéke az m -dik, illetve az $(m - 1)$ -dik időpillanatban. Ahhoz, hogy egy adott időpontban meghatározzuk a x_i értékét, a modellezéshez fejlesztett programom vékony ($\delta x = 10^{-9}$ vastagságú) rétegekre osztja fel a teljes maradványt, majd kívülről befelé haladva minden egyes zónában kiszámolja a hőmérsékletet. Amikor egy adott k -edik réteg hőmérséklete a rekombinációs hőmérséklet alá csökken, akkor $x_i \approx (x_k + \delta x/2)$ lesz az új rekombinációs sugár.

Végül a numerikus integrálás eredményeit és a diffúziós időskála értékét felhasználva, valamint a (30) összefüggést és a gamma-szivárgást figyelembe véve, a szupernóva-robbanás teljes bolometrikus luminozitása az alábbiak szerint számítható ki:

$$L(t) = x_i \frac{\phi(t) E_{Th}}{\tau_a} \left(1 - e^{-A_g/t^2}\right) + 4 \pi r_i^2 Q \rho(x_i, t) \frac{dr_i}{dt}, \quad (98)$$

ahol A_g a gamma-sugarak elnyelődésének effektivitását adja meg. Itt fontos megjegyezni, hogy ez a mennyiség a Wheeler, Johnson és Clocchiatti (2015) által definiált T_0 paraméter négyzeteként állítható elő, azaz $A_g = T_0^2$.

Ahogy azt a neve is sugallja, a kétkomponensű modellben az előzőekben vázolt sűrűség-konfigurációból kettőt használtam fel a IIB, illetve a IIP típusú szupernóva-robbanások teljes fénygörbéjének illesztéséhez. Ebben az esetben a két közös középponttal rendelkező gömb-szimmetrikus komponens tömege, sugara, energiája és sűrűségprofilja eltérő. A továbbiakban a nagyobb sugarú, ám kisebb tömegű komponensre burokként, míg a kisebb méretű, nagyobb sűrűségű és általában nagyobb energiájú komponensre magként fogok hivatkozni.

A kétkomponensű modell előnye, hogy elég jól utánozza egy vörös vagy sárga szuperóriás tényleges fizikai felépítését, hiszen ezen csillagok kompakt belső régióját egy kiterjedt, kis sűrűségű burok veszi körül. Egyébiránt a vörös óriások szerkezetének ilyenén módon történő leírása nem tekinthető ismeretlennek a szakirodalomban, hiszen az SN 2011dh jelű IIB típusú szupernóva fénygörbe modellezésénél Bersten és mtsai (2012) is egy hasonló konfigurációt használtak a robbanás során ledobott anyag leírására. A kétkomponensű modell másik nagy előnye, hogy amennyiben a fotonok diffúziós időskálája a belső magban jóval hosszabb, mint a burokban, akkor a diffúziós egyenlet és a luminozitás mindkét komponensre külön-külön kiszámítható (Kumar és mtsai, 2013). Így a szupernóva teljes luminozitása minden időpillanatban a két komponens megfelelő időpontban vett fényességértékeinek összegeként állítható elő.

3.2. Illesztési paraméterek fénygörbére gyakorolt hatása

Ahogy azt már az előző fejezetben is megemlítettem, a fénygörbe illesztéséhez külön-külön el kell végezni a belső mag, illetve a külső burok modellezését. Ehhez azonban mindét régióra meg kell adni az alábbi bemeneti paramétereket:

- R_0 (cm): a ledobott anyag kezdeti sugara;
- M_{ej} (M_\odot): a ledobott anyag tömege;
- M_{Ni} (M_\odot): a keletkezett radioaktív nikkelt tömege a robbanás időpontjában;
- T_{rec} (K): a rekombinációs hőmérséklet;
- E_{kin} (10^{51} erg): a robbanás mozgási energiája;
- E_{Th} (10^{51} erg): a maradvány belső energiája a $t = 0$ időpillanatban;
- α : az exponenciális sűrűségprofil kitevője;
- n : a hatványfüggvény alakú sűrűségprofil kitevője;
- κ (cm^2/g): a közeg opacitása;
- E_p (10^{51} erg): a magnetár kezdeti rotációs energiája;
- t_p (nap): a magnetár lefékeződési ideje;
- A_g (nap^2): a gamma-szivárgást jellemző mennyiség.

A program gyakorlati felhasználása szempontjából elengedhetetlen, hogy megvizsgáljuk a fentebb felsorolt mennyiségek fénygörbére gyakorolt hatását, és ezzel teszteljük a modell lehetséges paraméterterét. Ez a vizsgálat a legegyszerűbben úgy végezhető el, hogy egyesével módosítjuk ezeket a fizikai mennyiségeket, míg a többit egy rögzített értéken tartjuk. A grafikus összehasonlítás megkönnyítése szempontjából ehhez létrehoztam egy referencia fénygörbét, amely paraméterei: $R_0 = 5 \cdot 10^{12}$ cm; $M_{ej} = 10 M_\odot$; $M_{Ni} = 0,01 M_\odot$; $T_{rec} = 6000$ K; $E_{kin} = 10^{51}$ erg; $E_{Th} = 10^{51}$ erg; $\alpha = 0$; $n = 0$; $\kappa = 0,3 \text{ cm}^2/\text{g}$; $E_p = 0$ erg; $t_p = 0$ nap; $A_g = 10^6 \text{ nap}^2$. A magnetár energiatermelési mechanizmus figyelembe vételéhez viszont egy másik referenciát használtam (lásd 14.a-b ábra), ahol a magnetár két karakterisztikus paraméterértéke: $E_p = 10^{51}$ erg és $t_p = 10$ nap volt.

Először vizsgáljuk meg a felrobbanó csillag sugarának szerepét úgy, hogy három különböző sugárérték mellett szintetizáljuk a robbanás fénygörbéjét. A három választott R_0 érték legyen: $5 \cdot 10^{11}$, $5 \cdot 10^{12}$, illetve $5 \cdot 10^{13}$ cm. Az így kapott grafikonokból (lásd 12.a) ábra) jól látszik, hogy a sugár leginkább a fénygörbe korai szakaszát befolyásolja. Ezenkívül az is megállapítható, hogy az R_0 növelésével a maximális fényesség és a csúcs szélessége növekszik, valamint a fénygörbe felfutó szakasza egyre inkább közelít a vízszinteshez. Ebből következik, hogy kiterjedt objektumok robbanása platóval rendelkező fénygörbét ölt, ami jól összeegyeztethető azzal a szakirodalomban elfogadott elképzeléssel, hogy a IIP típusú szupernóvák vörös szuperóriások felrobbanásakor jönnek létre.

A robbanás során ledobott tömeg hatásának tanulmányozásához legyen a három vizsgált tömegérték 5, 10 és $15 M_\odot$. Ez a paraméter a sugárhoz hasonlóan a fénygörbe maximumát és a csúcs szélességét befolyásolja. Ahogy az a 12.b) ábrán megfigyelhető, ha M_{ej} értéke növekszik,

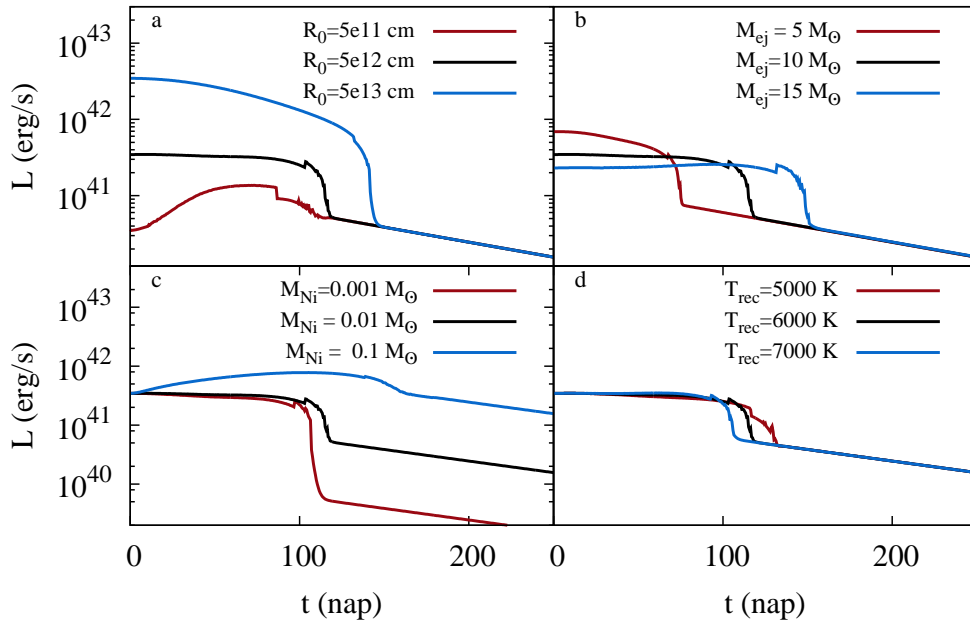
akkor a luminozítás maximuma csökken, viszont a csúcs szélessége jelentősen megnő. Vagyis egy nagyobb tömegű csillag szupernóva-robbanása könnyebben hoz létre platós fénygörbét, ami szintén a vörös szuperóriás szülőcsillag hipotézist erősíti.

A szakirodalomban fellelhető illesztési eredmények alapján a kezdeti nikkeltömeg tipikusan a $0,001 - 0,1 M_{\odot}$ tartományba esik, ezért a referencia-értéken kívül a fénygörbe szintetizáláshoz én is ezt a két határtömeget használtam. A 12.c) ábra alapján megállapítható, hogy M_{Ni} hatása a fényességváltozás teljes időtartama alatt megfigyelhető mégpedig úgy, hogy nagyobb nikkeltömeghez nagyobb luminozítás tartozik. Ez a panel azt is illusztrálja, hogy a késői fénygörbe csak és kizárólag a radioaktív nikkeltömeg kezdeti mennyiségétől függ, amennyiben a maradvány teljes egészében átlátszatlan a gamma-fotonok számára.

A rekombinációs hőmérséklet szerepe akkor válik jelentőssé, amikor kiterjedt burokkal rendelkező (IIP, illetve IIb típusú) szupernóvák modellezését végezzük el. Ehhez a rekombinációs hőmérsékletet 5000 K és 7000 K között változtattam. A szintetizált fénygörbék alapján megállapítható (lásd 12.d) ábra), hogy a T_{rec} növelése kissé csökkenti a plató hosszát, illetve ilyenkor a konstans luminozítású szakasz követő fényességcsökkenés üteme is meredekebbé válik. A rekombinációs hőmérséklet hatásának vizsgálata azért elengedhetetlen, mivel ez az egyik olyan paraméter, amelynek segítségével a ledobott anyag kémia összetétele figyelembe vehető. Például ha a maradvány teljes egészében hidrogénből áll, akkor a rekombinációs hőmérséklet $\sim 5000\text{ K}$, viszont He dominálta közegben már ennél magasabb hőmérsékleten bekövetkezik a rekombináció. Hélium tartalmú maradvány esetén azonban $T_{rec} \sim 7000\text{ K}$ (Grassberg és mtsai, 1971) vagy $T_{rec} \sim 10\,000\text{ K}$ (Hatano és mtsai, 1999) érték is használható, attól függően, hogy a He-atomok csak az egyik vagy esetleg mindkét elektronjukat képesek-e visszaszerezni a rekombináció során.

A szupernóva-robbanások egyik legfontosabb paramétere a maradvány kezdeti időpontban vett teljes energiája (E_{SN}), amely a kinetikus és a termikus energia összegeként áll elő. Először vizsgáljuk meg a mozgási energia fénygörbére gyakorolt hatását. Ehhez a három választott E_{kin} érték legyen $0,5$, 1 és 5 foe ($1\text{ foe} = 10^{51}\text{ erg}$). A 13.a) ábra alapján jól látszik, hogy a kinetikus energia jelentősen befolyásolja a fénygörbe korai szakaszát, de semminemű hatása nincs a késői fényességváltozásra. Az is megállapítható, hogy a mozgási energia csökkentésével a luminozítás maximuma csökken, ezzel szemben a plató szélesség pedig megnő. Itt azonban fontos megjegyezni, hogy extrém nagy E_{kin} értékek esetén a plató fázis gyakorlatilag eltűnik. Ugyanez a tendencia figyelhető meg a termikus energia szélsőséges megválasztásakor is, azonban E_{Th} növelésével nem csak a maximális fényesség, de a csúcs szélesség is jelentősen megnő (lásd 13.b) ábra).

A robbanás során ledobott anyag kémia összetételének figyelembe vétele a rekombinációs hőmérséklet mellett az opacitás értékének változtatásával lehetséges, ezért a κ fénygörbére gyakorolt hatásának vizsgálata kulcsfontosságú. Az eddigiekhez hasonlóan itt is három különböző opacitást használtam, amelyek rendre $0,2$, $0,3$ és $0,4\text{ cm}^2\text{g}^{-1}$ értékűek voltak. A 13.d) ábrán megfigyelhető, hogy a kisebb opacitáshoz nagyobb csúcshényesség és kisebb platóhossz

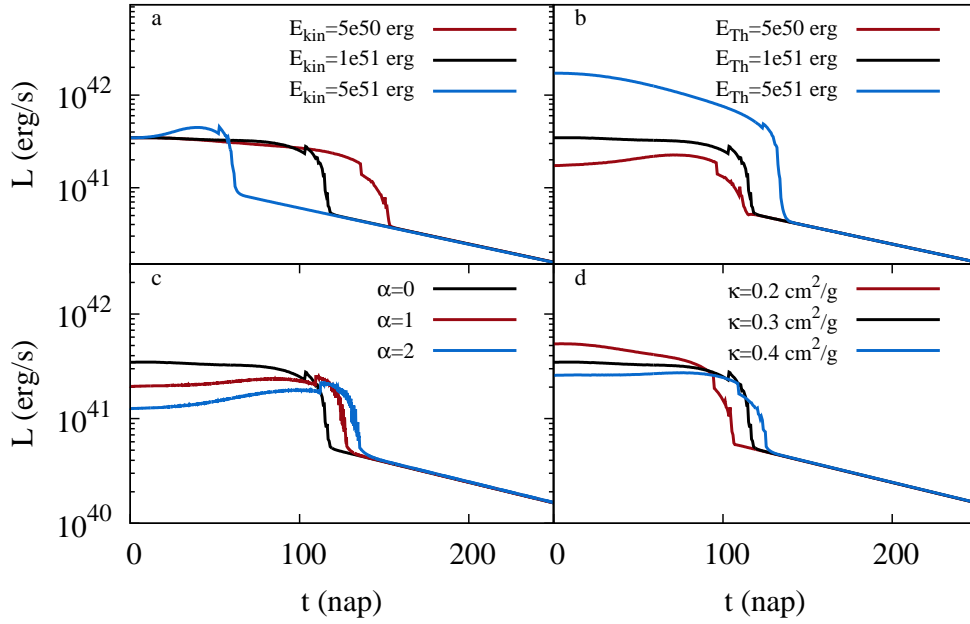


12. ábra. A szülőcsillag sugarának (**a** panel), a ledobott anyag tömegének (**b** panel), a kezdeti nikkkel tömegnek (**c** panel) és a rekombinációs hőmérsékletnek (**d** panel) fénygörbére gyakorolt hatása.

tartozik.

A (96) és a (98) összefüggések alapján sejthető, hogy a fénygörbe alakját jelentősen meghatározza a modellezéshez használt sűrűségprofil. Először vizsgáljuk meg az exponenciális függvénnyel leírható sűrűség-gradiens hatását, ahol az α hatványkitevő értéke változzon 0 és 2 között. A 13.c) ábra alapján látszik, hogy az α értéke alapvetően a plató luminozitását befolyásolja mégpedig úgy, hogy meredekebb sűrűségprofil kisebb fényességet és hosszabb fel-futási időt eredményez. Ezt összehasonlítva a hatványfüggvény sűrűségprofilból kapott eredményekkel (lásd 14.c) ábra), azt kapjuk, hogy az n hatványkitevő növekedése ugyancsak csökkenti a luminozitást, viszont ebben az esetben a változás sokkal szignifikánsabb, mint az exponenciális esetben.

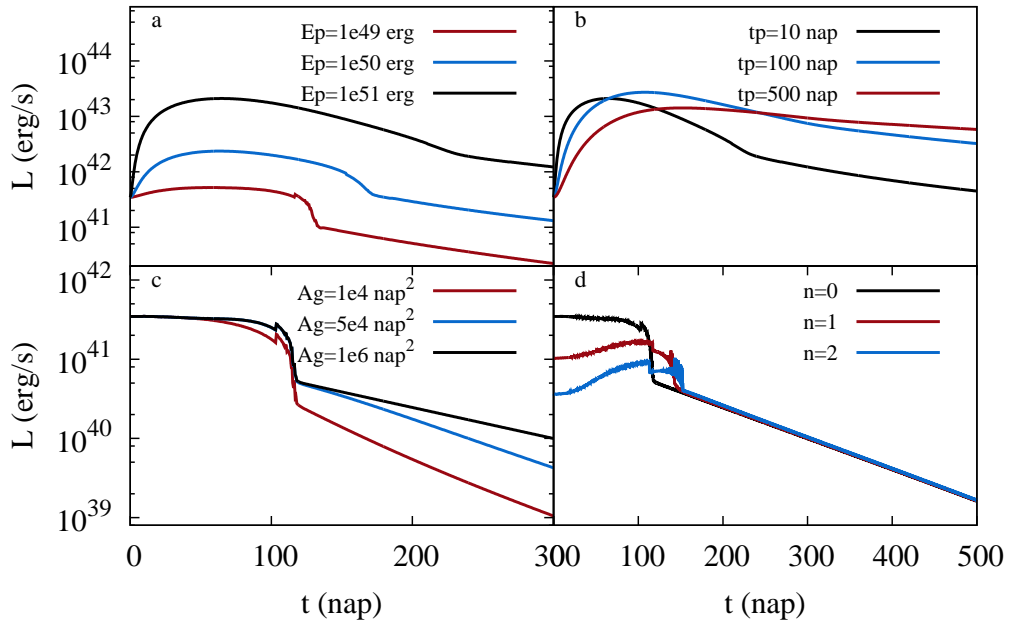
A magnetár energiatermelési mechanizmus paramétereinek teszteléséhez első körben a magnetár rotációs energiájának hatását vettem górcső alá. Az ehhez használt három E_p érték 0,01, 0,1 és 1 foe volt. Az így kapott grafikonok (lásd 14.a) ábra) azt mutatják, hogy a magnetár rotációs energiája szignifikánsan befolyásolja az egész fénygörbét. Az is megállapítható, hogy nagyobb E_p értékhez nagyobb maximális fényesség és szélesebb csúcs tartozik. Itt azonban arra is tekintettel kell lenni, hogy amennyiben a rotációs energia nem összemérhető a rekombinációs energiával, akkor a plató fázis nem jelenik meg a fénygörbében. Ennek a fűtési mechanizmusnak a másik meghatározó paramétere a magnetár lefékeződésének karakterisztikus ideje, amit a fénygörbék szintetizálása során 10, 100 és 500 napnak választottam. Ebben az esetben



13. ábra. A robbanás kinetikus energiájának (**a** panel), a maradvány belső energiájának (**b** panel), az exponenciális sűrűségprofil kitevőjének (**c** panel) és az opacitásnak (**d** panel) fénygörbére gyakorolt hatása.

a szupernóva fényességváltozása nem pusztán t_p értékétől (lásd 14.b) ábra), hanem t_p és t_d arányától függ. Amíg a lefékeződési idő jóval kisebb, mint az effektív diffúziós időskála, addig t_p növelésével együtt nő a luminozitás és a plató szélessége, viszont ha $t_p \gg t_d$, akkor a csúcshényesség elkezd csökkenő tendenciát mutatni. Az itt használt speciális esetben egyébiránt $t_d \sim 97,35$ nap volt.

Végül, de nem utolsósorban vizsgáljuk meg a gamma-szivárgás szerepét, ami alapvetően IIb típusú szupernóva-robbanásoknál lesz számottevő, mivel ezeknél az objektumoknál a ledobott anyag sűrűsége nem elég nagy ahhoz, hogy optikailag vastag közeget hozzon létre a gamma-sugárzás számára. Ebben az esetben A_g rendre a 10^4 , az $5 \cdot 10^4$ és a 10^6 nap² értéket vette fel. Ahogy ez a 14.c) ábrán megfigyelhető a nebuláris fázis fényességváltozásának menetét alapvetően megváltoztatja a gamma-szivárgás. Ha az A_g értéke csökken, akkor a gamma-fotonok könnyebben megszöknek a maradványból, vagyis a késői fénygörbe mereksége megnő, míg abszolút értéke csökken. Azonban itt lényeges szempont, hogy egy önkonzisztens modell létrehozásához célszerű az A_g értékét az (54) összefüggés alapján a robbanás fizikai paramétereiből kiszámítani és nem független mennyiségként kezelni. Ezért dolgozatomban a gamma-szivárgás szempontjából releváns szupernóva-robbanások illesztésénél mindkét módszerrel meghatározott A_g értéket meg fogom adni, mivel a disszertációm alapjául szolgáló publikációk (Nagy és mtsai, 2014; Nagy és Vinkó, 2016) elkészítésénél ez a mennyiség még illesztési paraméterként szerepelt. Azóta azonban elkészült az LC2 kód legújabb verziója,



14. ábra. A magnetár rotációs energiájának (**a** panel), lefékeződési idejének (**b** panel), a gamma-szivárgás karakterisztikus idejének (**c** panel) és a hatványfüggvény alakú sűrűségprofil kitevőjének (**d** panel) fénygörbére gyakorolt hatása.

amely már képes önkonzisztens módon kezelni a gamma- és a pozitron-szivárgás is.

Az előzőekben bemutatott paramétertesztek alapján kapott eredmények összefoglalva:

- (a) A plató hosszát alapvetően a szülőcsillag sugara, a maradvány tömege, a sűrűségprofil térbeli alakja, az opacitás és a robbanás energiája határozza meg. A kezdeti nikkeltömeg és a rekombinációs hőmérséklet viszont csak kis mértékben befolyásolja a plató szélességét.
- (b) A maximális fényesség elsősorban a robbanás energiájától, a maradvány tömegétől és opacitásától, a felrobbanó objektum sugarától, valamint a magnetárt jellemző mennyiségektől függ, viszont kisebb-nagyobb mértékben a többi paraméter is befolyásolja az értékét.
- (c) A nebuláris fázisban a fényességváltozást csak a radioaktív nikkel mennyisége és a gamma-szivárgás mértéke befolyásolja, ha a magnetár energiatermelési mechanizmustól eltekinünk. Ellenkező esetben ezen két mennyiség mellett a rotációs energia és a lefékeződés karakterisztikus ideje is változtatja a késői fénygörbét.

Ezekről az empirikus észrevételekről általánosságban elmondható, hogy jó egyezést mutatnak Arnett és Fu (1989) azon megállapításaival, amelyeket a kezdeti sugar, a rekombinációs hőmérséklet és a

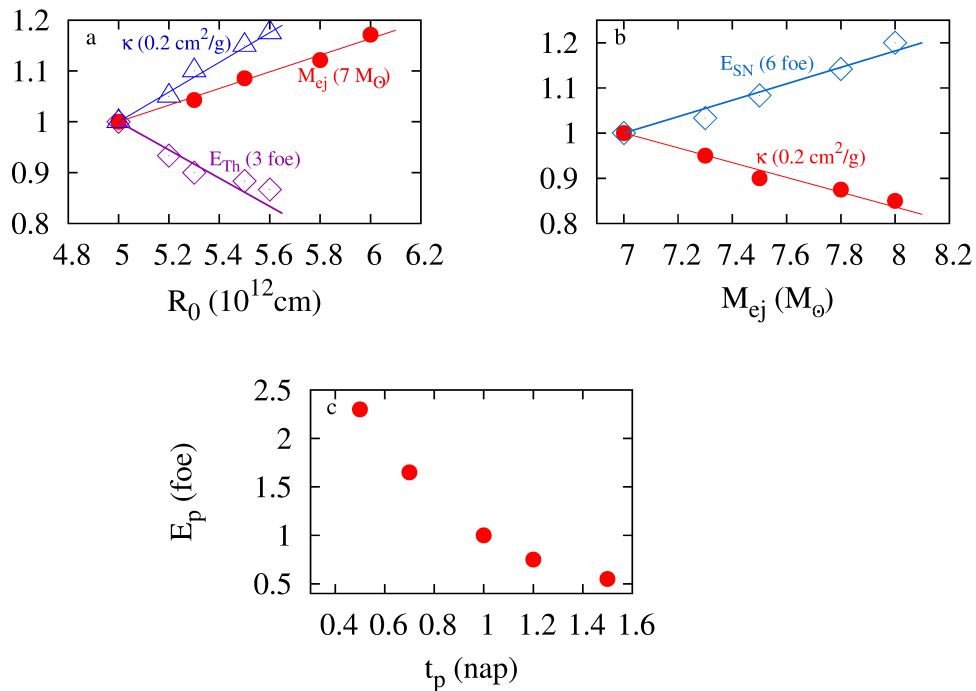
$$\frac{\kappa M_{ej}}{v_{exp}} \approx \kappa \sqrt{\frac{M_{ej}^3}{E_{kin}}} \quad (99)$$

hányados vonatkozásában tettek. Továbbá a fent bemutatott eredmények összeegyeztethetők a Popov (1993) által megadott, a plató hosszát befolyásoló paraméterekkel is.

3.3. Paraméterek korrelációjának vizsgálata

Az illesztési paraméterek hatásának vizsgálatán kívül az egyes fizikai mennyiségek között esetlegesen fennálló kapcsolatok tanulmányozása is fontos a modellezés korlátainak megismeréséhez. Ehhez munkám során a 2.3. fejezetben bemutatott Pearson-féle korrelációs koefficiens módszert használtam, amely alapvetően paraméterek lineáris korrelációjára érzékeny.

A korreláció-vizsgálat elvégzéséhez mind a radioaktív bomlás, mind a magnetár lefékeződése által meghatározott energiatermeléssel rendelkező esetben szintetizáltam egy-egy fénygörbét, amelyet a későbbi analízis során referenciának tekintettem. Ezt követően az egyes paraméterpárok értékeit addig módosítottam, amíg vissza nem kaptam a referencia-görbét. Majd az így meghatározott értékeket az egyszerűbb kezelhetőség érdekében lenormáltam mégpedig úgy, hogy az egyazon fizikai mennyiséggel korrelációt mutató paraméterek hasonló nagyságrendbe essenek (vagyis pl.: κ (0,2 cm²/g) = κ /0,2 cm²/g, míg E_{Th} (3 foe) = E_{Th} /3 foe). Végül pedig ezeket a normalizált eredményeket diagramokon (lásd 15. ábra) ábrázoltam, amelyek alapján megállapíthatóvá vált az egyes paraméterek korrelációja.



15. ábra. Korrelált paraméterek diagramja. Az **a** panelen a κ (0,2 cm²/g), az M_{ej} (7 M_\odot), az E_{Th} (3 foe) és az R_0 korrelációja figyelhető meg; a **b** panel ezzel szemben az E_{SN} (6 foe) és a κ (0,2 cm²/g) M_{ej} -től való függését mutatja; a **c** panelen pedig a magnetárt jellemző mennyiségek kapcsolata látható.

A 15. grafikonok azt mutatja, hogy az általunk használt fél-analitikus modell illesztési

paramétereik közül csak négy (T_{rec} , M_{Ni} , α , n) tekinthető függetlennek, míg a többi fizikai mennyiség között kisebb-nagyobb mértékű korreláció áll fenn. Ezek közül az M_{ej} - R_0 , az M_{ej} - E_{SN} és az E_p - t_p paraméterpárok közti kapcsolat a várakozásoknak megfelelően kimutatható volt. A többi fizikai mennyiség korrelációjának hidrodinamikai modellen alapuló vizsgálata azt sugallja, hogy a legjelentősebb összefüggés az opacitás és a ledobott anyag tömege között figyelhető meg. Ennek az analízisnek a részleteit a 3.4.2. fejezetben ismertetem.

3.4. Opacitás-feltétel vizsgálata

3.4.1. Átlagos opacitás meghatározása az SNEC segítségével

A kétkomponensű modell egyik legjelentősebb egyszerűsítése, hogy a maradványt konstans opacitásúnak tekintjük, és értékét a Thompson-szórásból számoljuk. Habár ez a feltétel a fél-analitikus modell számos problémájának forrása, azonban a robbanást jellemző fizikai mennyiségek tér- és időbeli fejlődésének szeparációja csak ezt a közelítést kihasználva végezhető el. Ezért az alábbiakban azt szeretném bemutatni, hogy IIP, illetve IIB típusú szupernóva-robbanások fénygörbéjének szintetizálásával milyen átlagos opacitás-értékek határozhatóak meg.

Ezekhez a vizsgálatokhoz egy kezdetben $20M_{\odot}$ -ű, szoláris fémességű csillag MESA modelljét használtam, amely az evolúció során tömegének jelentős részét elvesztette, és így a mag összeomlásának pillanatában $\sim 18,5 M_{\odot}$ -ű volt. A csillagfejlődés modellezése során eltekintettem a rotáció és a mágneses tér szerepétől, viszont a tömegvesztést mind az AGB, mind az RGB fázisban az 1.1.1. fejezetben bemutatott 'Dutch' csillagszél séma felhasználásával, $\dot{M} = 10^{-4} M_{\odot}/\text{év}$ értékkel vettem figyelembe.

Az így kapott vörös óriás konfigurációt egészen a mag összeomlásáig követtem nyomon a MESA programcsomaggal, majd a további számításokhoz ezt a modellt használtam fel. A IIP típusú szupernóvák fénygörbéjének előállításához a kollapszus időpontjában megfigyelhető csillagszerkezetet alkalmaztam minden változtatás nélkül. Ezzel szemben a IIB típusú fénygörbék szintetizálásához úgy módosítottam ezt az eredeti MESA modellt, hogy manuálisan levágtam a csillag külső hidrogénben gazdag rétegeinek nagy részét. Így ezt követően egy olyan csillagszerkezet állt elő, ahol a csillag héliumban és fémekben gazdag magját egy $\sim 1M_{\odot}$ -ű külső H-burok veszi körül.

A MESA futtatását és a végállapot átalakítását követően a fénygörbe tényleges meghatározását az SNEC kód segítségével végeztem el. Ehhez az úgynevezett 'Thermal_Bomb' robbanási sémát (lásd 1.5.3. fejezet) és a Bersten és mtsai (2011) által megadott opacitás-minimumokat ($0,24$ és $0,01 \text{ cm}^2/\text{g}$) használtam. Az opacitás küszöbértékének felhasználásával pedig az SNEC minden időpillanatban meghatározta a Rosseland-féle opacitás térbeli eloszlását.

Az átlagos opacitás értékének nagyságrendi megállapításához minden időpontban definiál-

tam a

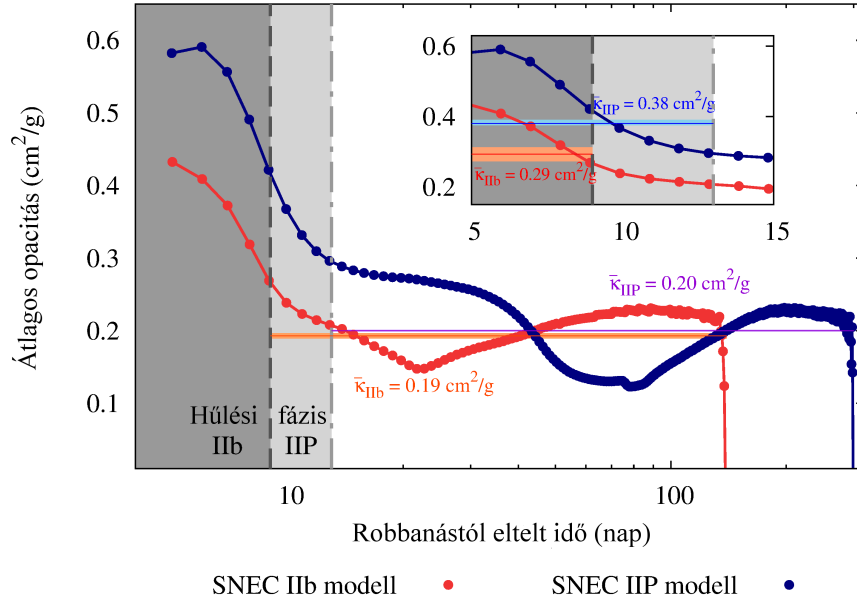
$$\kappa(M_{ph}) = \frac{1}{M_{ph} - M_0} \int_{M_0}^{M_{ph}} \kappa dm \quad (100)$$

mennyiséget, ahol $M_0 = 1,34 M_\odot$ és M_{ph} a neutroncsillag, illetve a fotoszféra tömeg-koordinátája. Vegyük figyelembe, hogy a kétkomponensű modell a szupernóva-robbanás teljes időtartama alatt ugyanazt az opacitás-értéket használja, ezért definiáljuk úgy az átlagos opacitást, mint a $\kappa(M_{ph})$ mennyiség integrálját

$$\bar{\kappa} = \frac{1}{t_{end} - t_0} \int_{t_0}^{t_{end}} \kappa(M_{ph}) dt . \quad (101)$$

A 16. ábra a $\kappa(M_{ph})$ mennyiség időfüggését mutatja. Ahhoz, hogy az átlagos opacitás összeegyeztethető legyen a kétkomponensű modellel, a (101) egyenlet integrálását külön-külön elvégeztem egyrészt a hűlési, másrészt a fotoszferikus fázisra. A hűlési fázisban az integrálás alsó határa $t_0 = 5$ napnak lett választva, hogy a lökéshullám lecsatolódást követően biztosan kialakuljon a homológ tágulás a maradványban. Ezzel szemben a t_{end} értékét az opacitás hirtelen lecsökkenése alapján becsültem meg. Így az integrálás felső határa a IIb konfigurációban 9 nap lett, míg a IIP modellre ugyanez a módszer 13 napot adott. A fotoszferikus fázisban a t_0 időpont megegyezett a hűlési fázis t_{end} értékével, ebben az esetben azonban az integrálás felső határát a nebuláris fázis vége szolgáltatta. Az itt bemutatott fázishatárokat a 16. ábrán a szürke függőleges vonalak reprezentálják, míg a vízszintes vonalak a különböző fázisokhoz tartozó átlagos opacitás-értékeket mutatják. Ezek alapján jól látszik, hogy a korai fázisban a hidrogénben gazdag burokkal rendelkező IIP típusú szupernóvák esetén $\bar{\kappa} \sim 0,4 \text{ cm}^2/\text{g}$, míg IIb típusú robbanásoknál az átlagos opacitás értéke lecsökken ($\bar{\kappa} \sim 0,3 \text{ cm}^2/\text{g}$). Ez a megfigyelés összeegyeztethető azzal az elképzeléssel, miszerint a IIb típusú szupernóvák szülőcsillagai még a robbanást megelőzően elvesztették külső, hidrogénben gazdag rétegeik zömét. Ezzel szemben a késői fázisban az átlagos opacitás meghatározása mind a IIP, mind a IIb típus esetén nagyságrendileg hasonló értéket ($\sim 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$) szolgáltat.

A 16. ábrán azonban az is megfigyelhető, hogy az opacitás értéke a hűlési- és a fotoszferikus fázisban egyaránt jelentősen változik. Ennek következtében a konstans opacitás feltételezése nem tekinthető teljesen megalapozottnak, viszont a vizsgálat során kiszámított $\bar{\kappa}$ -ok jó egyezést mutatnak a szakirodalomban fellelhető, IIP típusú szupernóvákra vonatkozó, $\bar{\kappa} = 0,24$ értékekkel (Nakar és Sari, 2010; Huang és mtsai, 2015). Így a későbbiekben bemutatásra kerülő mérési adatok elemzésénél az SNEC program alapján meghatározott közelítő értékeket használtam. Vagyis a IIb típusú szupernóvákra a külső burok opacitása $0,3 \text{ cm}^2/\text{g}$, míg ugyanez a paraméter IIP típusú robbanásokra $\sim 0,4 \text{ cm}^2/\text{g}$ lett. A belső mag opacitásának meghatározásánál az SNEC-ből kapott $\bar{\kappa}$ mellett a szupernóva-robbanás maximális tágulási sebességét is figyelembe vettem. Következésképpen a belső mag opacitására IIb típusú szupernóvákra $\kappa = 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$,



16. ábra. Az $\kappa(M_{ph})$ értékének időfüggése IIP (kék), illetve IIb (piros) típusú szupernóvák SNEC modellje esetén.

miközben IIP típusú objektumokra $\kappa \approx 0,2 \pm 0,1 \text{ cm}^2/\text{g}$ értéket használtam.

3.4.2. A ledobott tömeg és az opacitás korrelációjának vizsgálata

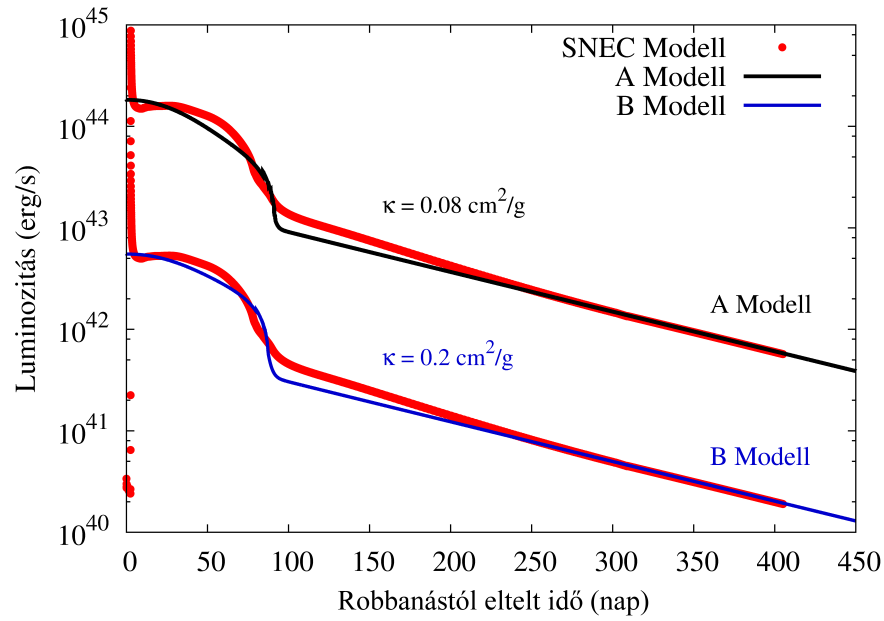
Ahogy ezt már korábban is említettem, a konstansnak tekintett opacitás használata jelentős hatást gyakorolhat az illesztett fénygörbékre. Ebben a fejezetben ezt a jelenséget igyekszem részletesen bemutatni egy IIP típusú szupernóva-robbanás fényességváltozásának szintetizálásán és elemzésén keresztül. Ehhez a vizsgálathoz az előző (3.3.1.) fejezetben bemutatott SNEC modell és a saját fél-analitikus kód segítségével kapott fénygörbék összevetését végeztem el.

Az opacitás-feltétel következtében azonban két különböző illesztés is kellően jó egyezést mutatott a referencia-görbéként használt SNEC modellel. Az A Modell esetén az SNEC beállításával megegyező fizikai paraméterekkel végeztem a fénygörbe szintetizálását úgy, hogy csak az opacitást módosítottam. Ezzel szemben a B Modellnél a IIP típusú szupernóvákra vonatkozó $\bar{\kappa} = 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$ értéket használtam, amíg a többi tényezőt a legjobb egyezés eléréséig szabadon változtattam.

2. táblázat. A szintetizált fénygörbék modell paraméterei

Paraméterek	SNEC	A Modell	B Modell
R_0 (10^{13} cm)	7,66	7,66	7,90
M_{ej} (M_\odot)	14,0	14,0	8,9
M_{Ni} (M_\odot)	0,05	0,05	0,05
E_{SN} (10^{51} erg)	2,0	2,0	2,3
κ (cm^2/g)	0,2	0,08	0,2

A hidrodinamikai, illetve a két fél-analitikus modell paramétereit a 2. táblázat foglalja össze. Amennyiben az így kapott illesztési eredményeket grafikusán is megvizsgáljuk (17. ábra), akkor azonnal látszik, hogy habár az opacitások jelentősen eltérnek egymástól, a belőlük szintetizált fénygörbék alakja mégis nagyon hasonló. Az itt megfigyelt jelenség esetlegesen magyarázatául szolgálhat a szakirodalomban jól ismert problémára, miszerint a konstans Thompson-opacitást használó analitikus kódok általában alacsonyabb ledobott tömegeket jósolnak, mint a hidrodinamikai számítások (Utrobin és Chugai, 2009; Smartt és mtsai, 2009). Egyenlőre ennek a diszkrepanciának az oka még nem ismert pontosan, hiszen ez a szituáció egyaránt magyarázható a konstans opacitás feltételezésével, és a hidrodinamikai szimulációk csökkentett dimenziószámával is. Ezzel szemben, ha a hidrodinamikai számításokkal megegyező M_{ej} értéket akarunk elérni az analitikus modellek segítségével, akkor ehhez rendkívül alacsony opacitás beállítása szükséges. A κ ilyen csekély értéke azonban a csillaglégkör jelentős fémtartalmára utalna, ami nehezen lenne összeegyeztethető a ténnyel, hogy a IIP típusú szupernóvák hidrogénben gazdag külső réteggel rendelkeznek.

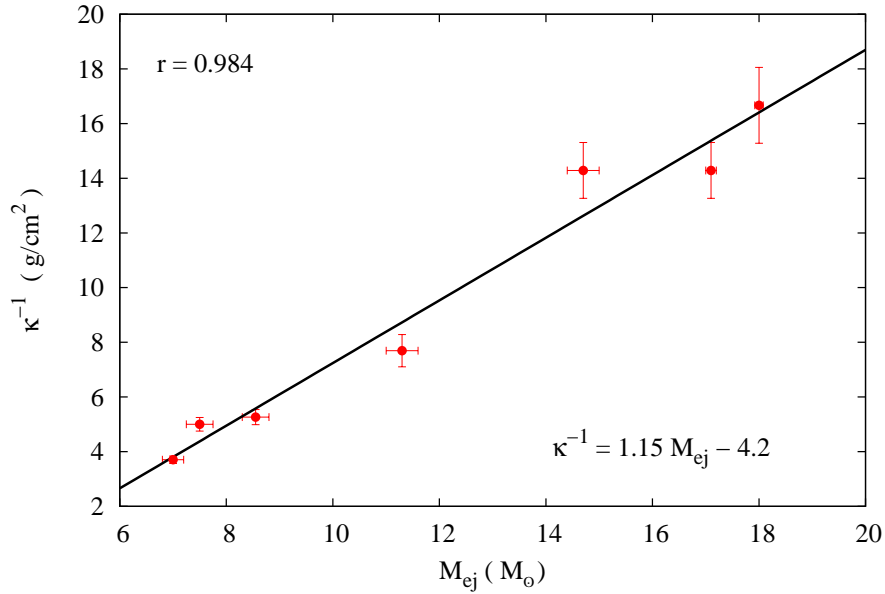


17. ábra. Az SNEC (piros) és a fél-analitikus modellek fénygörbéinek összehasonlítása. Az A Modell (fekete) és a B Modell (kék) mutatja a legjobb fénygörbe illeszkedést kis, illetve nagy opacitás-értékek esetén (Table 2). A jobb láthatóság érdekében az A Modell fénygörbáját függőlegesen eltoltam.

Véleményem szerint az előzőekben említett tömegbecslési probléma egy lehetséges megoldását a 3.3. fejezetben felvázolt paraméter-korreláció szolgáltatja. Ahogy ez a 2. táblázat alapján megállapítható, a vizsgálat során csupán két fizikai mennyiség változott drasztikusan, ami azt sugallja, hogy a κ és az M_{ej} között fennálló korreláció fontos szerepet játszik ennek a problémának a feltárásában.

Ennek a korrelációnak a részletesebb tanulmányozásához felhasználtam az SN 1987A összes elérhető hidrodinamikai és analitikus modelljét (részletek a 4. fejezetben). Azért erre az ob-

jektumra esett a választásom, mert az SN 1987A a legtöbbet tanulmányozott szupernóva, és így számos, különböző illesztés paramétereinek (R_0 , M_{ej} , E_{kin}) értéke hozzáférhető a szakirodalomban. Ebben az esetben az opacitás-bebecslést úgy végeztem el, hogy az egyes publikációkban szereplő fizikai mennyiségeket adottnak tételeztem fel, és addig változtattam a κ -t, amíg jó egyezést nem kaptam az SN 1987A mért fénygörbéjével. Ennek a folyamatnak a végeredménye a 11. ábrán látható, ahol minden egyes piros pont egy-egy felhasznált modellre vonatkozik.



18. ábra. Az opacitás és a ledobott tömeg között fellépő korreláció az SN 1987A modellekben.

A korreláció kvantitatív megadásához a Pearson-féle korrelációs együtthatót határoztam meg (lásd 2.2. fejezet):

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (M_i - \overline{M}) (\kappa_i^{-1} - \overline{\kappa}^{-1})}{(n-1) \sigma_M \sigma_{\kappa}} = 0,984, \quad (102)$$

ahol \overline{M} és $\overline{\kappa}^{-1}$ az M_{ej} , illetve a κ^{-1} átlagértéke, σ_M és σ_{κ} pedig ezen mennyiségek szórása. Mivel az r értéke közel esik 1-hez, ezért a robbanás során ledobott anyag tömege és a közeg opacitása rendkívül erősen korrelált, azaz ez a két paraméter nem határozható meg csak jelentős bizonytalansággal. Vagyis a fénygörbe szintetizálásából nem becsülhető meg egyértelműen sem az M_{ej} , sem a κ , viszont szorzatuk ($M_{ej} \cdot \kappa$) már determinált (Wheeler, Johnson és Clocchiatti, 2015).

3.5. Robbanási időpont bizonytalanságának hatása

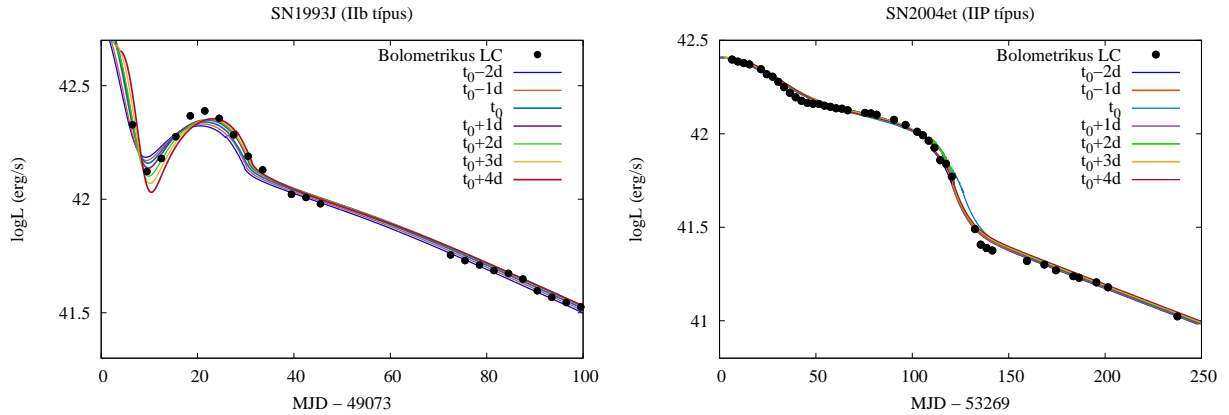
A szupernóva-robbanást közvetlenül megelőző mérési adatok hiányában a lökeshullám lecsatolódásának pontos időpontja csak rendkívül bizonytalanul határozható meg. Így akár 5 - 10 nap

eltérés is elképzelhető a különböző kutatócsoportok robbanási időpont (t_0) becslései között. Pedig t_0 értéke jelentősen befolyásolja a fénygörbe felfutó szakaszának alakját, és ezáltal a robbanás paramétereinek meghatározásánál is fontos szerephez jut. Így a különböző robbanási időpontokhoz tartozó fénygörbék felhasználásával megállapított fizikai mennyiségek szisztematikus eltéréseket mutatnak. Ráadásul ez a hatás a kiterjedt burokkal rendelkező (II-es típusú) szupernóváknál még szignifikánsabb lehet, mint kompakt szülőcsillaggal rendelkező társaiknál.

3. táblázat. A robbanási időpont bizonytalanságának IIb típusú szupernóvák illesztési paramétereire gyakorolt hatása (az SN 1993J modellezése alapján)

Robbanási időpont	$t_0 + 4d$	$t_0 + 3d$	$t_0 + 2d$	$t_0 + 1d$	t_0	$t_0 - 1d$	$t_0 - 2d$
R_{mag} (10^{11} cm)	2,1	2,0	1,9	1,8	1,7	1,6	1,5
M_{mag} (M_{\odot})	1,20	1,25	1,30	1,35	1,40	1,45	1,50
E_{mag} (10^{51} erg)	4,2	4,2	4,2	4,2	4,2	4,2	4,2
M_{Ni} (M_{\odot})	0,094	0,096	0,098	0,1	0,1	0,1	0,1
R_{burok} (10^{13} cm)	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0
M_{burok} (M_{\odot})	0,06	0,07	0,08	0,09	0,10	0,11	0,12
E_{burok} (10^{51} erg)	0,74	0,75	0,76	0,78	0,80	0,81	0,83

A robbanási időpont bizonytalanságának következtében megjelenő szisztematikus hiba nagyságrendi meghatározásához egy IIb, illetve egy IIP típusú szupernóva fénygörbéjét használtam úgy, hogy minden egyes illesztésnél szisztematikusán más és más robbanási időpontot feltételeztem (lásd 19. ábra). Ehhez az analízishez a 3.1 fejezetben bemutatott kétkomponensű modellt alkalmaztam.



19. ábra. **Balra:** A IIb típusú SN 1993J fénygörbéjének összehasonlítása a különböző robbanási időpontokhoz tartozó szintetizált fénygörbékkel. **Jobbra:** A IIP típusú SN 2004et fénygörbéjének összehasonlítása a különböző robbanási időpontokhoz tartozó modell fénygörbékkel.

A kapott illesztési eredményekből megállapítható, hogy robbanási időpont meghatározásának bizonytalansága eltérő mértékben befolyásolja a IIP és a IIb szupernóvák paramétereit. A 3. táblázat alapján az is világosan kiderül, hogy IIb típusú robbanások esetén a külső burok teljes energiája (E_{burok}) és a kezdeti nikkeltömeg 5 - 10 %-os, míg a burok tömege (M_{burok}), a

belső mag sugara (R_{mag}) és tömege (M_{mag}) rendre 20, 40, illetve 50 %-os hibát mutat. Ezzel szemben a IIP típusú szupernóvák esetén a t_0 bizonytalansága csak mérsékelt (5 - 10 %-os) hibát okoz az M_{burok} , az M_{mag} és az R_{mag} értékekben (lásd 4. táblázat).

4. táblázat. A robbanási időpont bizonytalanságának IIP típusú szupernóvák illesztési paramétereire gyakorolt hatása (az SN 2004et modellezése alapján)

Robbanási időpont	$t_0 + 4d$	$t_0 + 3d$	$t_0 + 2d$	$t_0 + 1d$	t_0	$t_0 - 1d$	$t_0 - 2d$
R_{mag} (10^{13} cm)	3,8	3,9	4,0	4,1	4,1	4,2	4,3
M_{mag} (M_{\odot})	10,7	10,8	10,9	11,0	11,1	11,2	11,3
E_{mag} (10^{51} erg)	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95
M_{Ni} (M_{\odot})	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06
R_{burok} (10^{13} cm)	6,8	6,8	6,8	6,8	6,8	6,8	6,8
M_{burok} (M_{\odot})	1,06	1,07	1,08	1,09	1,1	1,11	1,12
E_{burok} (10^{51} erg)	1,29	1,29	1,29	1,29	1,29	1,29	1,29

4. Mérési adatok illesztése

Az alábbi fejezetekben különböző típusú magösszeomlással keletkező szupernóva-robbanások fizikai paramétereinek meghatározását és a szakirodalomban fellelhető modellekkel való összevetését mutatom be. A standard fényességű, radioaktív fűtéssel rendelkező szupernóvák fénygörbéjének illesztéséhez az előzőekben bemutatott kétkomponensű konfigurációt, míg az SN 2006gy szuperfényes szupernóva fényességváltozásának leírásához egy pusztán egyetlen komponenst tartalmazó magnetár modellt használtam.

Ahogy ez már korábban is említésre került, az általam fejlesztett fél-analitikus modell, sok más társához hasonlóan, a robbanást leíró fizikai mennyiségek meghatározásához a szupernóva bolometrikus fénygörbéjét használja, amely azonban nem mérhető közvetlenül. Ezért az általam vizsgált szupernóva-robbanások bolometrikus fénygörbéjének meghatározásához munkatársaimmal a következő lépéseket hajtottuk végre. Először az összes rendelkezésre álló fotometria szűrűben mért magnitúdókat a megfelelő zérópontok (Bessell és mtsai, 1998), extinkciók és távolságok segítségével átkonvertáltuk fluxussá. Az átváltáshoz használt extinkció értékeket minden esetben a NED (NASA/IPAC Extragalactic Database) adatbázisból vettük. Ezt követően ha egy adott időponthoz nem minden szűrűben volt mérési adat, akkor a hiányzó fluxusértéket a szomszédos adatpontokból lineáris interpolációval határoztuk meg. Végül a fluxusok hullámhossz szerinti integrálását minden egyes fotometriai szűrőszámban a trapéz-formula segítségével végeztük el. A rövid hullámhosszú tartomány figyelembe vételénél feltettük, hogy a fluxus 2000 \AA -nél éri el a nullát, ezzel szemben az infravörös járulékot a Rayleigh-Jeans közelítés egzakt kiintegrálásával vettük figyelembe, ahol az integrálás alsó határa az utolsó rendelkezésre álló (I vagy K) szűrű hullámhosszával egyezett meg, felső határa pedig végtelenig terjedt.

Az így létrehozott bolometrikus fénygörbék illesztését ezután az egyes modellparaméterek manuális változtatásával végeztem el úgy, hogy a modellből számolt luminozitások a lehető legjobb egyezést mutassák a mérési adatokkal. Itt érdemes azonban megjegyezni, hogy a szupernóva-robbanás tulajdonságainak megállapítása természetesen a χ^2 minimalizálásával is lehetséges, azonban a paraméter-korrelációk következtében az így kapott értékek legalább akkor hibával terheltek, mint a manuális illesztésből származtatott mennyiségek. Ezt a tényt és a számítások elvégzéséhez szükséges időt figyelembe véve az alábbiakban bemutatásra kerülő szupernóvák közül csak az SN 2013df késői fénygörbéjének modellezésénél használtam fel a χ^2 -illesztést.

4.1. IIb típusú szupernóvák paramétereinek meghatározása

A IIb típusú szupernóva-robbanások kétkomponensű modellezésénél azzal a feltevessel éltem, hogy ezen objektumok külső burka hidrogénben gazdag, viszont belső magjuk jórészt héliumot tartalmaz. Az illesztések során ezt a feltételt a Thompson-opacitás értékének megfelelő megválasztásával vettem figyelembe.

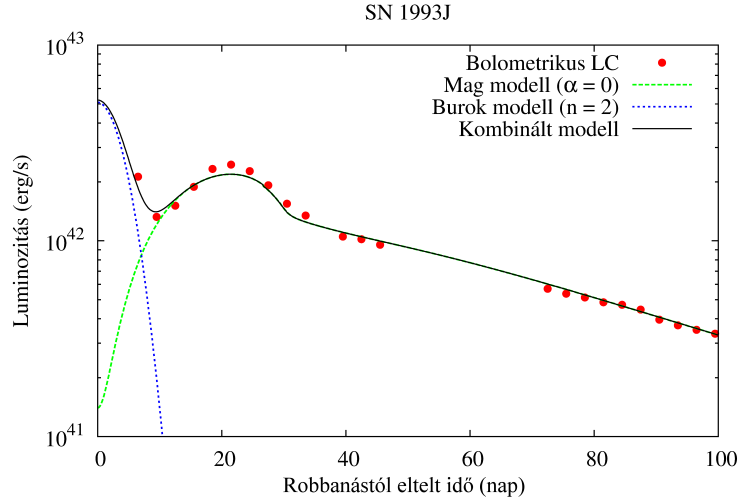
A I Ib típusú szupernóvák esetén a bolometrikus fénygörbe korai fázisát a külső burok hűléséből származó sugárzás határozza meg. Mivel a kis sűrűségű burok az adiabatikus tágulás következtében nagyon hamar széteszik, ezért ebben az esetben nem kell figyelembe venni a rekombináció hatását. Emellett a korai fénygörbe illesztésénél a radioaktív bomlásából származó energiatermelést is figyelmen kívül hagytam, hiszen a nikkel bomlási ideje hosszabb, mint a hűlési fázis tipikus időtartama. Ezzel szemben a robbanás fényességváltozását a kezdeti hűlési időszakot követően már a belső mag sugárzási diffúziója és a rekombináció együttesen szabja meg. Azonban azt sem szabad elfelejteni, hogy ilyenkor már a nikkel- és a kobalt-bomlás energiahozama sem lesz elhanyagolható. Mindezen folyamatok figyelembe vételével a megfigyelhető fénygörbe alakja az előbbi két komponens által létrehozott fényességek összegeként áll elő.

A modellezés során a két komponens sűrűségprofilját úgy állítottam be, hogy a lehető legjobb egyezést mutassák a mért spektroszkópia adatokkal. Így a belső magot konstans sűrűség-eloszlásúnak választottam, ezzel szemben a külső burok sűrűség-gradiense egy $n = 2$ kitevővel rendelkező hatványfüggvény segítségével lett leírva. A sűrűségprofil belső határát megadó x_0 értéket mindkét komponensben különbözőnek választottam ($x_0^{mag} = 0,1$ és $x_0^{burok} = 0,4$), hogy ezzel valamelyest figyelembe vegyem a csillag kémiai diverzitását. Ez azért tehető meg, mivel a x_0 fizikai értelemben azt a relatív koordinátát határozza meg, amely fölött a közeg egy megadott rekombinációs hőmérséklettel rendelkezik, azaz azt mondja meg, hogy az adott T_{rec} által definiált kémiai elem meddig tart a csillagban. Így I Ib típusú szupernóva-robbanások esetén a magban a hélium, a burokban pedig a hidrogén réteg vastagságával nagyságrendileg megegyező x_0 értéket kell választani. Emellett a két komponens kémia összetételét az opacitás megválasztásánál is szem előtt kell tartani, ezért a belső H-szegény magra $\kappa = 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$, míg a külső hidrogént és héliumot egyaránt tartalmazó közegre $\kappa = 0,3 \text{ cm}^2/\text{g}$.

4.1.1. SN 1993J

Az SN 1993J I Ib típusú szupernóvát F. Garcia (Ripero, 1993) fedezte fel 1993. március 28.-án az NGC 3031 (M81) jelű galaxisban, amelynek távolsága $3,63 \pm 0,34 \text{ Mpc}$ (Freedman és mtsai, 1994). Ez a tranziens egyike a legjobban nyomon követett I Ib típusú szupernóva-robbanásoknak, és így a bolometrikus fénygörbe létrehozásához mind az optikai (UBVRI), mind a közeli infravörös (JHK) tartományon rendelkezésre álltak megfelelő számú mérési adatok (Richmond és mtsai, 1994; Matthews és mtsai, 2002). Az így kapott fénygörbe alapján Richmond és mtsai (1994) a robbanás időpontját $t_0 = 49073,0 \text{ MJD}$ -re becsülték.

Az SN 1993J fényességváltozásának analízise során kapott, a mérési adatokkal legjobb egyezést mutató fénygörbéhez (20. ábra) tartozó, eredményeket a 5. táblázatban foglaltam össze. Ez alapján könnyen megállapítható, hogy a spektroszkópiai tulajdonságokkal és a kettős rendszerben történő robbanást feltételező modellel összhangban a ledobott anyag tömege egy óriáscsillag tömegéhez képes igen kicsi, ami csak úgy magyarázható, hogy a csillag már a robbanást megelőzően elvesztette külső rétegeinek jelentős részét. A 5. táblázatból az is látszik,



20. ábra. Az SN 1993J bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása a legjobb kétkomponensű modellel. A zöld és a kék görbe a He-ban gazdag mag, illetve a H-He tartalmú burok hozzájárulását, míg a fekete görbe a kombinált fénygörbét mutatja.

hogya a ledobott anyag kis tömege, és ebből kifolyólag kis sűrűsége következtében a gamma-szivárgás jelentős szerephez jut a késői fénygörbe kialakításában. Ha azonban összehasonlítjuk az illesztésből ($T_{0,i} = \sqrt{A_{g,i}} = 89,4$ nap) és a robbanás paramétereiből ($T_{0,m} = \sqrt{A_{g,m}} = 44,4$ nap) kapott A_g és a belőle meghatározható T_0 értékeket, akkor ezek szignifikáns eltéréseket mutatnak. Az így megfigyelhető különbségek oka a radioaktív bomlás során keletkező pozitronok elhanyagolásában, valamint a nem kellően hosszú adatsorra történő illesztésben keresendő.

5. táblázat. SN 1993J illesztési paramétereit

Paraméter	Mag ($\kappa = 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$)	Burok ($\kappa = 0,3 \text{ cm}^2/\text{g}$)
R_0 (10^{12} cm)	0,35	30
M_{ej} (M_\odot)	2,15	0,1
M_{Ni} (M_\odot)	0,1	-
E_{kin} (10^{51} erg)	2,4	0,7
E_{Th} (10^{51} erg)	1,3	0,1
$A_{g,i}$ (nap^2)	8000	-

A szakirodalomban az SN 1993J fizikai paramétereit számos különböző fénygörbemodel segítségével meghatározták már (Shigeyama és mtsai, 1994; Utrobin, 1994; Woosley és mtsai, 1994; Young, Baron és Branch, 1995; Blinnikov és mtsai, 1998), hiszen ez az objektum tekinthető a IIb típusú szupernóvák egyik prototípusának. A robbanást jellemző fizikai mennyiségek kiszámítását elsőnek Shigeyama és mtsai (1994) végezték el egy hidrodinamikai kód felhasználásával. Vizsgálataik során arra az eredményre jutottak, hogy az $R_{burok} = (1,7 - 2,5) \cdot 10^{13} \text{ cm}$, az $E_{mag} = 1,0 - 1,2 \text{ foe}$, míg a kiterjedt külső réteg tömege kisebb, mint $\sim 0,9 M_\odot$. Az SN 1993J legalapvetőbb paramétereit Utrobin (1994) is meghatározta. Ennek a vizsgálatnak

az eredményeként a felrobbanó komponens sugarára $\sim 3,2 \cdot 10^{12}$ cm, a ledobott anyag tömegére $\sim 2,4 M_{\odot}$, a nikkeltömegre $\sim 0,06 M_{\odot}$ és a robbanás energiájára $\sim 1,6$ foe adódott.

Ahogy azt a 1.5.2. fejezetben említettem, a IIB típusú szupernóva-robbanások megfigyelt tulajdonságainak leírására létezik egy olyan elképzelés, ahol a szülőcsillag H-rétegeinek elvesztését egy társcsillag okozza. Ezt a forgatókönyvet az SN 1993J esetén Woosley és mtsai (1994) a KEPLER hidrodinamikai kód felhasználásával modellezték. A számításokból arra következtettek, hogy a H-burok tömege $0,2 \pm 0,05 M_{\odot}$ és sugara $(4 \pm 1) \cdot 10^{13}$ cm lehetett. Ezenkívül azt is megállapították, hogy a robbanás során szintetizálódott nikkelt tömege $0,07 \pm 0,01 M_{\odot}$, míg a ledobott anyag tömege körülbelül $1,2 M_{\odot}$ volt.

Young, Baron és Branch (1995) a kezdeti sugárra, a nikkeltömegre, valamint a ledobott anyag tömegére a következő értékeket kapták: $R_{burok} = (2 - 4) \cdot 10^{13}$ cm, $M_{Ni} \sim 0,1 M_{\odot}$ és $M_{ej} = 1,9 - 3,5 M_{\odot}$. Ezen vizsgálat során Young, Baron és Branch (1995) egy hidrogénben gazdag atmoszférát használtak, amely tömege $M_{burok} \sim 0,1 - 0,5 M_{\odot}$ és sugara $R_{burok} \sim 10^{13}$ cm.

Az SN 1993J robbanási paramétereinek kiszámítását Blinnikov és mtsai (1998) a STELLA és az EDDINGTON hidrodinamikai kód segítségével végezte el. Mindkét modellből hasonló paraméterértékek jöttek ki. Ezekben a kalkulációkban a szintetizált nikkelt tömegére $M_{Ni} = 0,073 M_{\odot}$, a ledobott tömegre $M_{ej} = 1,55 M_{\odot}$ és a belső mag kinetikus energiájára $E_{mag} \sim 1,2$ foe érték adódott.

Habár a fent említett illesztési módszerek jellegüket és alapkonfigurációjukat tekintve jelentősen eltértek egymástól, azonban a kapott eredmények mindegyike azonos paramétertartományba esik, amely jó egyezést mutat a kétkomponensű modellből meghatározott fizikai mennyiségekkel (6. táblázat). Ez alól az egyetlen kivételt a mozgási energia értéke képezi, amit azonban a fél-analitikus fénygörbe modellek hajlamosan túlbecsülni a paraméterek korreláltsága miatt.

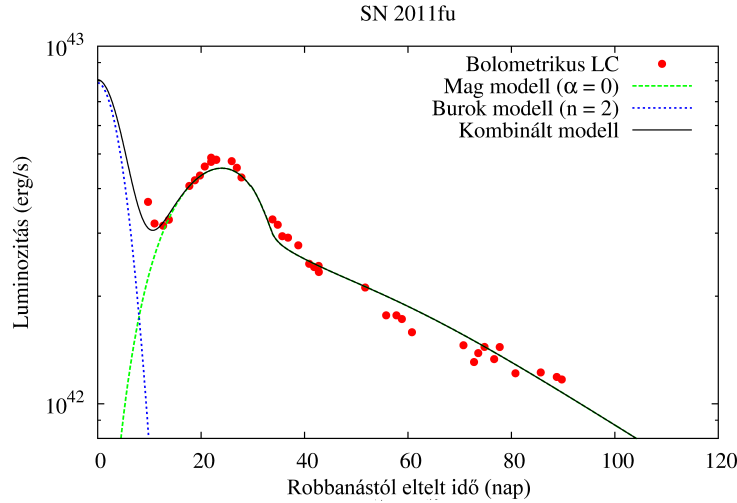
6. táblázat. SN 1993J modellparamétereinek összehasonlítása

Paraméterek	Szakirodalom					Saját illesztés
	S94 ¹	U94 ²	W94 ³	Y95 ⁴	B98 ⁵	
R_{burok} (10^{13} cm)	2,1	3,2	4,0	3,0	4,33	3,0
M_{burok} (M_{\odot})	< 0,9	0,1	0,2	0,3	0,2	0,1
M_{mag} (M_{\odot})	4,0	2,4	1,2	2,7	2,3	2,15
M_{Ni} (M_{\odot})	0,08	0,06	0,07	0,1	0,073	0,1
E_{mag} (10^{51} erg)	1,1	1,6	1,3	1,0	1,2	2,4

Hivatkozások: (1) Shigeyama és mtsai (1994); (2) Utrobin (1994), (3) Woosley, Heger és Weaver (2002), (4) Young, Baron és Branch (1995), (5) Blinnikov és mtsai (1998).

4.1.2. SN 2011fu

Az SN 2011fu az SN 1993J-hez hasonlóan egyike a legrészletesebben tanulmányozott IIb típusú szupernóváknak. Ez a tranziens a tőlünk $77,9 \pm 5,5$ Mpc távolságban lévő UGC 1626 jelű spirálgalaxisban tűnt fel 2011. szeptember 21,04 UT-kor (Ciabattari és mtsai, 2011). A fénygörbe globális tulajdonságai alapján Kumar és mtsai (2013) szerint a robbanás feltételezhető időpontja 2011. szeptember 18.-a ($t_0 = 55822,5$ MJD) lehetett.



21. ábra. Az SN 2011fu bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása a legjobb kétkomponensű modellel. A zöld és a kék görbe a He-ban gazdag mag, illetve a H-He tartalmú burok hozzájárulását, míg a fekete görbe a kombinált fénygörbét mutatja.

Az SN 2011fu mérési adataival legjobban illeszkedő fénygörbéhez (lásd 21. ábra) tartozó fizikai paramétereket a 7. táblázat tartalmazza. Az SN 1993J-hoz hasonlóan az SN 2011fu fénygörbéjének nebuláris fázisában is jelentős szerephez jut a gamma-szivárgás, ami a T_0 mennyiséggel jellemezhető és számszerűleg az illesztésekből $T_{0,i} = \sqrt{A_{g,i}} = 100$ nap, míg a robbanás paramétereiből $T_{0,m} = \sqrt{A_{g,m}} \approx 45$ nap.

7. táblázat. SN 2011fu illesztési paraméterei

Paraméter	Mag	Burok
	($\kappa = 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$)	($\kappa = 0,3 \text{ cm}^2/\text{g}$)
R_0 (10^{12} cm)	0,35	13
M_{ej} (M_\odot)	2,2	0,12
M_{Ni} (M_\odot)	0,23	-
E_{kin} (10^{51} erg)	2,4	0,5
E_{Th} (10^{51} erg)	1,0	0,3
$A_{g,i}$ (nap^2)	10 000	-

Az SN 2011fu hidrodinamikai vizsgálatát Morales-Garoffolo és mtsai (2015) végezték el. Feltételezésük szerint ennek a tranziensnek a fizikai paraméterei a következők: $R_{burok} = 3,13 \cdot 10^{13} \text{ cm}$, $M_{mag} = 3,5 M_\odot$, $E_{mag} = 1,3 \text{ foe}$ és $M_{Ni} = 0,15 M_\odot$. A 8. táblázat alapján szembetűnő,

hogy ezek az értékek szignifikáns eltérést mutatnak az általam kapott eredményekkel. Ennek legfőbb oka, hogy Morales-Garoffolo és mtsai (2015) a bolometrikus fénygörbe létrehozásánál a szülőgalaxis távolságát 74,5 Mpc-nek vették (Mould és mtsai, 2000), ami ugyan hibahatáron belül megegyezik az általam használt (a NED adatbázisban található) távolságértékkel, azonban ez a kis különbség is eltérő luminozítás-értékeket okoz a fényességváltozás teljes időtartama alatt. Ennek ellenére elmondható, hogy a meghatározott paraméterek mindkét esetben ugyanabba a nagyságrendbe esnek.

Kumar és mtsai (2013) szintén elvégezték az SN 2011fu fénygörbéjének analízisét, viszont ehhez nem egy hidrodinamikai kódot, hanem Arnett és Fu (1989) analitikus modelljét használták fel. A fényességváltozás illesztése során a belső He-mag paraméterei: $R_{mag} = 2 \cdot 10^{11}$ cm, $M_{mag} = 1,1 M_{\odot}$, $M_{Ni} = 0,21 M_{\odot}$ és $E_{mag} = 2,4$ foe. Ezzel szemben a külső H-burok leírását jellemző mennyiségek: $R_{burok} = 10^{13}$ cm, $M_{burok} = 0,1 M_{\odot}$ és $E_{burok} = 0,25$ foe. Ezek az eredmények nagyon jól egyeznek az általam kapott értékekkel (8. táblázat), ami nem is csoda, hiszen mindkét felhasznált modell ugyanazon a matematikai és fizikai sémákon alapul. A felfedezhető kis mértékű eltérések magyarázata valószínűleg a megválasztott sűrűségprofilokban keresendő, ugyanis Kumar és mtsai (2013) egy exponenciális ($\alpha = 1$) profilt használtak a mag paramétereinek meghatározásánál, míg én egy konstans sűrűségű modellel végeztem az illesztést.

8. táblázat. SN 2011fu modellparamétereinek összehasonlítása

Paraméterek	Szakirodalom		Saját illesztés
	K13 ¹	MG15 ²	
R_{burok} (10^{13} cm)	1,0	3,13	1,3
M_{burok} (M_{\odot})	0,1	0,3	0,12
M_{mag} (M_{\odot})	1,1	3,5	2,2
M_{Ni} (M_{\odot})	0,21	0,15	0,23
E_{mag} (10^{51} erg)	2,4	1,3	2,4

Hivatkozások: (1) Kumar és mtsai (2013); (2) Morales-Garoffolo és mtsai (2015).

4.1.3. SN 2013df

Az SN 2013df egy viszonylag közeli ($d = 16,6$ Mpc) IIb típusú szupernóva volt, amelyet Ciabattari és mtsai (2013) fedeztek fel az NGC 4414 spirálgalaxis központi régiójában 2013. június 8.-án. Ezzel szinte egy időben Cenko és mtsai (2013) elkészítették ennek az objektumnak az első spektrumát, amely rendkívüli módon hasonlított az SN 1993J korai színképeire. A fotometria és spektroszkópiai tulajdonságok alapján Van Dyk és mtsai (2014) a robbanás időpontját $t_0 = 56447,3$ MJD értékűnek határozták meg.

Az SN 2013df esetén a bolometrikus fényességértékeit az optikai (BVRI + g'r'i'z') és a

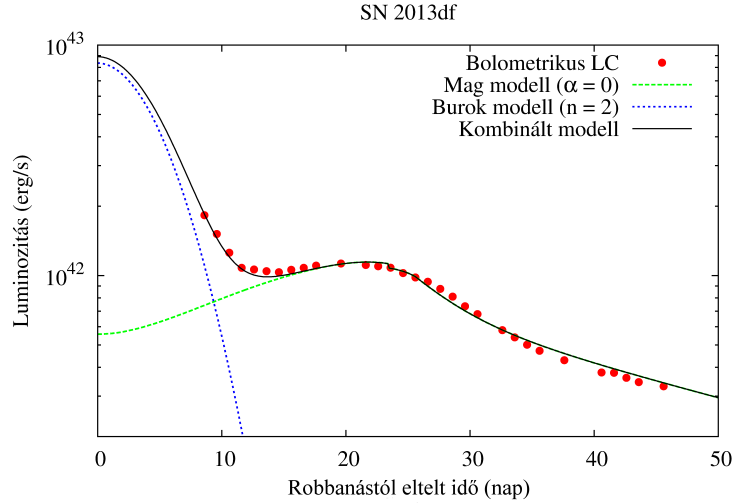
Swift űrtávcső UV méréseinek felhasználásával állítottuk elő. Ebben az esetben a tranziens fotometriai adatait három különböző távcső: a Piskéstetői Obszervatórium 0,6/0,9 m-es Schimdtávcsöve, a 0,5 m-es BART (Baja Astronomical Robotic Telescope) távcső és a 0,45 m-es ROTSE-IIIb teleszkóp mérési eredményei szolgáltatták (Szalai és mtsai, 2016). Ezzel szemben a szupernóva késői fénygörbéjének ($t > 50$ nap) meghatározásához kihasználtuk, hogy a bolometrikus luminozítás, Wheeler, Johnson és Clocchiatti (2015) megállapításai alapján egy konstans faktor erejéig, megegyezik az R szűrűben mért fényességértékekkel. Ebben az esetben a bolometrikus fénygörbét a ROTSE-IIIb távcső, valamint a Morales-Garoffolo és mtsai (2014), illetve Maeda és mtsai (2015) által publikált adatok felhasználásával hoztuk létre.

9. táblázat. SN 2013df illesztési paraméterei

Paraméter	Mag ($\kappa = 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$)	Burok (H-He keverék) ($\kappa = 0,3 \text{ cm}^2/\text{g}$)	Burok (tiszta H) ($\kappa = 0,4 \text{ cm}^2/\text{g}$)
R_0 (10^{12} cm)	0,74	11	1,2
M_{ej} (M_\odot)	3,38	0,08	0,065
M_{Ni} (M_\odot)	0,043	-	-
E_{kin} (10^{51} erg)	2,7	0,2	0,2
E_{Th} (10^{51} erg)	2,45	0,25	0,25
$A_{g,i}$ (nap ²)	3000	-	-

Az SN 2013df illesztése során a kétkomponensű modellből kapott robbanási paraméterek a 9. táblázatban találhatóak. Ennél a tranziensnél a külső burokra jellemző fizikai mennyiségeket két különböző kémiai összetétel, azaz két eltérő opacitás, mellett is megvizsgáltam, aminek következtében megfigyelhetővé vált a kémia összetétel korai fénygörbére gyakorolt hatása. Ehhez egyrészt egy pusztán hidrogénből álló burok, másrészt egy hidrogén és hélium keverékből álló közeget feltételeztem. Itt azonban fontos megjegyezni, hogy a felrobbanó objektum külső rétegeinek fizikailag konzekvensebb kémiai összetétele inkább egy Naphoz hasonló fémességű, nagyjából $0,3 \text{ cm}^2/\text{g}$ opacitású gázkeverék lehetett. Ezért a 22. ábrán az ehhez a modellhez tartozó, a mérési adatokkal legjobb egyezést mutató szintetizált fénygörbe látható.

Az SN 2013df esetén a robbanás fizikai paramétereit nem csak a fotoszferikus fázis modellezése, hanem a fénygörbe leszálló ágának illesztése alapján (lásd 23. ábra) is meghatároztam. Ehhez az analízishez a (34) - (37) egyenleteket használtam fel. Mivel a szakirodalomban egy általános feltétel, hogy a pozitronok járulékától eltekintünk (Wheeler, Johnson és Clocchiatti, 2015), ezért első közelítésben úgy végeztem el a paraméterek meghatározását, hogy csak a kobalt bomlás során keletkező gamma-fotonok hatását vettem figyelembe, azaz azzal a feltevésel éltem, hogy a fénygörbe nebuláris fázisa leírható egyetlen karakterisztikus időskála segítségével. Ebben az esetben a χ^2 -illesztésből a vizsgálat eredményeként $T_0 = T_+ = 135 \pm 5$ nap adódott. Habár ez az érték realiztikus lehet a gamma-szivárgásra, de túl rövid karakterisztikus időskálát ad a pozitronokra. Ennek következtében a robbanásra jellemző fizikai mennyiségeket úgy is meghatároztam, hogy mind a gamma-fotonok, mind a pozitronok hatását figyelembe vet-



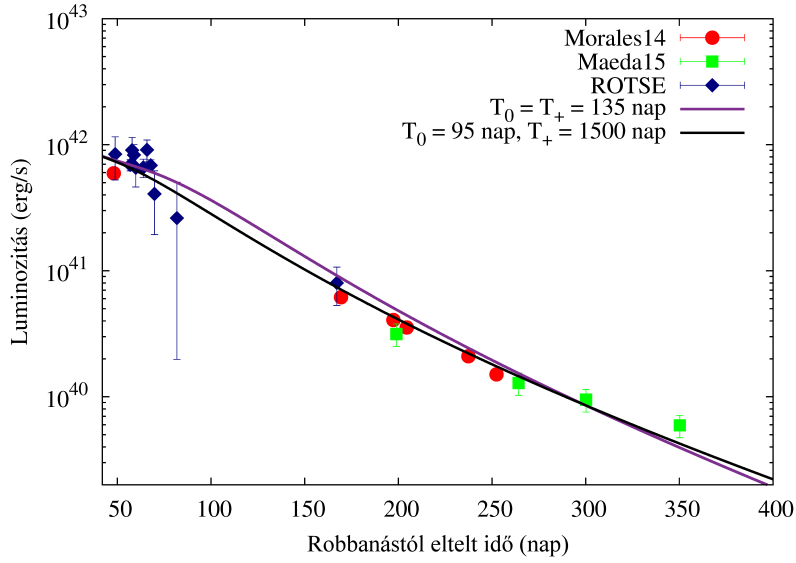
22. ábra. Az SN 2013df bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása a legjobb kétkomponensű modellel. A zöld és a kék görbe a He-ban gazdag mag, illetve a H-He tartalmú burok hozzájárulását, míg a fekete görbe a kombinált fénygörbét mutatja.

tem. Ehhez az (54) egyenlet egy alternatív alakját használtam, amely konstans sűrűség esetén

$$T_0 = \sqrt{\frac{3 \kappa_\gamma M_{ej}}{4 \pi v_{ph}^2}} \quad \text{és} \quad T_+ = \sqrt{\frac{3 \kappa_+ M_{ej}}{4 \pi v_{ph}^2}}, \quad (103)$$

ahol az opacitások tipikus értéke gamma-fotonokra $\kappa_\gamma \approx 0,027 - 0,03 \text{ cm}^2/\text{g}$ (Colgate és mtsai, 1980), míg pozitronokra $\kappa_+ \approx 7 - 10 \text{ cm}^2/\text{g}$ (Milne és mtsai, 1999; Penney és Hoefflich, 2014). További információk hiányában ezen a tartományon belül rögzítettem az opacitásokat ($\kappa_\gamma = 0,028 \text{ cm}^2/\text{g}$ és $\kappa_+ = 7 \text{ cm}^2/\text{g}$), amelyek segítségével így már megadható egy határfeltétel a két karakterisztikus időskálára ($T_+/T_0 = \sqrt{\kappa_+/\kappa_\gamma} \approx 15,8$). Ennek a kritériumnak a felhasználásával a χ^2 -illesztés alapján $T_0 = 95 \pm 1 \text{ nap}$, míg $T_+ = 1500 \pm 15,8$ értékek adódtak. A spektroszkópiai vizsgálatokból meghatározott fotoszferikus sebességet ($v_{ph} = 9000 \text{ km/s}$) és a T_0 -t beírva a (103) egyenletbe, kiszámítható a robbanás során ledobott anyag tömege ($M_{ej} = 3,75 - 4,2 M_\odot$), amiből pedig meghatározható a szupernóva kinetikus energiája ($E_{kin} = 1,56 - 2,3 \text{ foe}$) is. Ha ezeket az értékeket összehasonlítjuk a fotoszferikus fázis illesztéséből kapott eredményekkel, akkor a paraméterek között megfelelő egyezés figyelhető meg. Itt azonban fontos megjegyezni, hogy ha egy közös T_0 -t használunk a késő fénygörbe modellezésénél, akkor a két különböző fázisból meghatározott M_{ej} értékek jelentősen, egy kettes szorzóval, eltérnek egymástól.

Az SN 2013df paramétereinek meghatározását Morales-Garoffolo és mtsai (2014) végezték el, akik munkájuk során a robbanásra jellemző fizikai mennyiségeket a szupernóva nebuláris fázisának fénygörbéjéből számolták ki. Vizsgálataik alapján az SN 2013df tranziens fizikai paraméterei a következők lettek: $R_{burok} = 4,45 \cdot 10^{12} - 1,18 \cdot 10^{13} \text{ cm}$, $M_{mag} = 0,8 - 1,4 M_\odot$, $E_{mag} = 0,4 - 1,2 \text{ foe}$ és $M_{Ni} \approx 0,1 M_\odot$. A 10. táblázat alapján rögtön látszik, hogy ezek az



23. ábra. Az SN 2013df késői fénygörbéjének illesztése.

értékek szignifikáns eltérést mutatnak az általam kapott eredményekkel. Ennek egyik oka az lehet, hogy a Morales-Garoffolo és mtsai (2014) által kapott fényességértékek nem egyeznek meg teljes egészében az általam használt fénygörbe luminozitásaival, ami az eltérő távolságok és extinkciók számlájára írható. Ezenkívül fontos szerepet játszhat a gamma-szivárgás karakterisztikus időskálájának meghatározási módja is.

10. táblázat. SN 2013df modellparaméterinek összehasonlítása

Paraméterek	Szakirodalom ¹	Saját illesztés
R_{burok} (10^{13} cm)	0,81	1,1
M_{mag} (M_{\odot})	1,1	3,38
M_{Ni} (M_{\odot})	0,1	0,043
E_{mag} (10^{51} erg)	0,8	2,7

Hivatkozások: (1) Morales-Garoffolo és mtsai (2014).

4.2. IIP típusú szupernóvák paramétereinek meghatározása

Néhány IIP típusú szupernóva bolometrikus fénygörbéje a IIb típusú robbanásokhoz hasonló korai fázist mutat, azaz itt is megfigyelhető egy gyorsan lecsengő, néhány napos időtartamú kezdeti csúcs. Ezt a megfigyelési tényt figyelembe véve, véleményem szerint a kétkomponensű konfiguráció egy lehetséges leírásmódot szolgáltathat ezen tranziensek teljes fényességváltozásának elemzéséhez. Itt azonban figyelembe kell venni, hogy a felrobbanó csillag vörös szuperóriás volta miatt, a mag és a burok sugara ugyanabba a nagyságrendbe esik, vagyis a két komponens nem szeparálódik el jelentősen egymástól. Ebben a kontextusban a burok-komponens tekinthető a csillaglégkör legkülső, kis tömegű és a többi rétegtől eltérő sűrűségprofilú tartományának. Ezenkívül azonban egy másik, alternatív modell is elképzelhető a külső

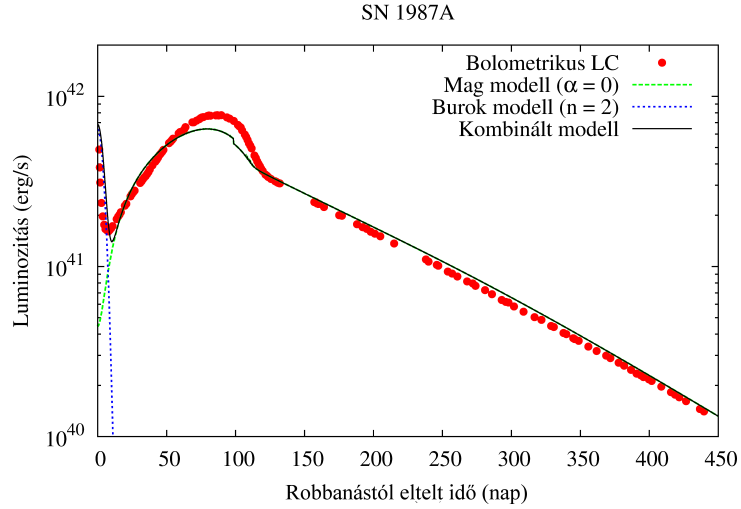
tartomány értelmezésére (Moriya és mtsai, 2011; Chugai és mtsai, 2007). Eszerint azzal a feltételezéssel élünk, hogy a szülőcsillagot egy kis tömegű cirkumsztelláris anyag (circumstellar matter, CSM) veszi körül, amely a csillag RGB fázisában bekövetkező tömegvesztésének következtében alakulhatott ki. A burok és a CSM összekapcsolásának fizikai relevanciáját az szolgáltathatja, hogy néhány IIP típusú szupernóva esetében valóban sikerült CSM-kölcsönhatásra utaló jeleket megfigyelni a fényességváltozás menetében (Moriya és mtsai, 2011), illetve a szupernóva-robbanás spektrális jellemzőiben is (Chugai és mtsai, 2007).

A IIP típusú szupernóvák fénygörbéjének vizsgálatához és paramétereik meghatározásához egy konstans sűrűségű belső komponenst és egy hatványfüggvény alakú sűrűségprofilú hidrogénben gazdag burkot használtam. A külső tartományban a sűrűség térbeli lefutása egy $n = 2$ hatványkitevőjű profillal vettem figyelembe, amely összeegyeztethető egy konstans, állandó erősségű csillagszél által lefújt anyag sűrűség-gradiensével (Moriya és mtsai, 2011). Csakúgy, mint a IIB típusú robbanások esetén, a külső burokban a rekombináció hatása itt is elhanyagolható, a réteg kis tömege és gyors hűlése következtében. Azonban a belső komponensben a rekombináció figyelembe vétele rendkívül fontos, hiszen ez a folyamat felelős a plató fázis megjelenéséért. A plató fázist követően a bolometrikus fénygörbe a radioaktív kobalt bomlási ütemét követi, azaz néhány kivételtől eltekintve (SN 1987A, SN 2013ej) ezeknél a tranzienseknél a ledobott tömeg kellően nagy ahhoz, hogy a gamma-fotonok és a pozitronok gyakorlatilag teljesen elnyelődjenek a maradványban.

4.2.1. SN 1987A

Az SN 1987A a IIP típusú szupernóvák egy speciális alosztályának, az úgynevezett pekuliáris IIP típusnak (IIP-pec) volt egy igen jelentős képviselője. Ez a tranziens a Tejútrendszer egyik kísérőgalaxisában, a Nagy Magellán-felhőben bukkant fel 1987 február 24,23 UT-kor (pl.: Kunkel és Madore, 2013). Mivel a távcső feltalálása óta nem történt ennél közelebbi szupernóva-robbanás, ezért nem meglepő módon az SN 1987A szülőcsillagát egyértelműen be lehetett azonosítani, valamint a robbanás időpontját ($t_0 = 46850,55$ MJD) is nagy pontossággal meg lehetett határozni (Suntzeff és Bouchet, 1990). Ez alapján a robbanás szülőcsillaga az Sk -69 202 jelű kék szuperóriás csillag lehetett (pl.: Arnett és mtsai, 1989), amely a fejlődése során jelentős tömegvesztési fázisokon mehetett keresztül. Tehát ebben az esetben elfogadható lehet az a közelítés, hogy a burok modell valójában a robbanást közvetlenül megelőző tömegvesztés hatására létrejövő, kis tömegű cirkumsztelláris anyag leírására szolgál.

Mivel az SN 1987A a valaha volt legjobban tanulmányozott szupernóva-robbanás, ezért az illesztési paraméterek meghatározásához rendkívüli mennyiségű adat áll rendelkezésre a szakirodalomban. A kétkomponensű modell segítségével meghatározott, az SN 1987A bolometrikus fénygörbéjével legjobb egyezést mutató illesztés (lásd 24. ábra) paramétereit a 11. táblázatban foglaltam össze. Tüzetesebben megvizsgálva ezeket az értékeket rögtön megfigyelhető, hogy a robbanás egyik paramétere sem mutat túl sok hasonlóságot a normál IIP típusú szupernóvák tipikus értékeihez (lásd lentebb). Emellett ez a tranziens olyan szempontból is



24. ábra. Az SN 1987A bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása a legjobb kétkomponensű modellel. A zöld és a kék görbe a He-ban gazdag mag, illetve a H-He tartalmú burok hozzájárulását, míg a fekete görbe a kombinált fénygörbét mutatja.

eltér a többi IIP-től, hogy a késői fényességváltozás menete nem írható le egyszerűen a kobalt bomlás segítségével, hanem a IIb típushoz hasonlóan a gamma-szivárgás is jelentős szerephez jut a nebularis fénygörbe kialakításában. Az SN 1987A esetén a gamma-szivárgás időállandója az illesztésekből $T_{0,i} = \sqrt{A_{g,i}} = 520$ nap, míg a robbanás paramétereiből $T_{0,m} = \sqrt{A_{g,m}} \approx 245$ nap. Ez a karakterisztikus időskálát Popov (1992) is meghatározta, és számításai alapján a T_0 értékének 500 - 650 nap közé kell esnie, ami jó egyezést mutat az általam kapott 520 nappal.

11. táblázat. SN 1987A illesztési paramétereit

Paraméter	Mag	Burok
	($\kappa = 0,19 \text{ cm}^2/\text{g}$)	($\kappa = 0,34 \text{ cm}^2/\text{g}$)
R_0 (10^{12} cm)	2,9	10
M_{ej} (M_\odot)	8,6	0,1
M_{Ni} (M_\odot)	0,069	-
E_{kin} (10^{51} erg)	1,4	0,4
E_{Th} (10^{51} erg)	0,12	0,02

Az SN 1987A alapvető fizikai tulajdonságait számos, egymástól független kutatócsoport is igyekezett meghatározni (Arnett és Fu, 1989; Blinnikov és mtsai, 2000; Nomoto, Shigeyama és Hashimoto, 1987; Shigeyama és mtsai, 1987; Utrobin és Chugai, 2005; Imshennik & Popov, 1992). Nomoto, Shigeyama és Hashimoto (1987) voltak az elsők, akik hidrodinamikai modellezésnek vetették alá ezt a tranzienszt. Számításaik alapján arra jutottak, hogy a ledobott anyag tömege $11,3 M_\odot$, a kezdeti nikkeltömeg $0,07 M_\odot$, míg a robbanás teljes energiája 1,5 foe lehetett. Ezzel egyidejűleg Shigeyama és mtsai (1987) is elvégezték az SN 1987A hidrodinamikai vizsgálatát, amely végeredményeként a felrobbanó csillag sugarára, a ledobott anyag tömegére, valamint a robbanási energiára rendre $(1 - 3) \cdot 10^{12} \text{ cm}$, $7 - 10 M_\odot$ és $2 - 3 \text{ foe}$

értékek jöttek ki. Később Blinnikov és mtsai (2000) is analízisnek vetették alá az SN 1987A fénygörbéjét, amelyhez a STELLA hidrodinamikai kódot használták fel. Ennek eredményeként $M_{ej} = 14.7 M_{\odot}$, $E_{kin} = 1,1 \pm 0,3$ foe és $R_0 = 3,4 \cdot 10^{12}$ cm adódott. Ezt követően Utrobin és Chugai (2005) is elvégezte a robbanásra jellemző fizikai mennyiségek meghatározását. Az általuk használt hidrodinamika modell alapján a ledobott anyag tömege $18 M_{\odot}$, a nikkeltömeg $0,077 M_{\odot}$, a mozgási energia $1,5$ foe és a progenitor sugara $2,44 \cdot 10^{12}$ cm lett.

Arnett és Fu (1989) az elsők között voltak, akik kiszámították a robbanási paramétereket, amelyekre a következő értékeket kapták: $R_0 = 1,05 \cdot 10^{12}$ cm, $M_{ej} = 7,5 M_{\odot}$, $E_{SN} \approx 1,5$ foe és $M_{Ni} = 0,075 \pm 0,015 M_{\odot}$ (AF89-1). Ebben a publikációban Arnett és Fu (1989) egy másik lehetséges modellt is megadott, ahol a legjobb egyezést az $R_0 = 0,75 \cdot 10^{12}$ cm, $M_{ej} = 15 M_{\odot}$ és $E_{SN} \approx 3,0$ foe (AF89-2) értékek szolgáltatták. Egy másik analitikus modell felhasználásával Imshennik & Popov (1992) is meghatározta az SN 1987A fundamentális fizikai tulajdonságait. Analízisük során azt találták, hogy a csillag sugara $(1,8 - 2,8) \cdot 10^{12}$ cm, a robbanás kinetikus energiája $1,05 - 1,2$ foe, a ledobott anyag tömege $15,0 M_{\odot}$, valamint a kezdeti nikkeltömeg $0,071 - 0,078 M_{\odot}$ lehetett.

12. táblázat. SN 1987A modellparaméterinek összehasonlítása

Paraméterek	Szakirodalom							Saját illesztés
	S87 ¹	N87 ²	AF89-1 ³	AF89-2 ³	IP92 ⁴	B00 ⁵	UC05 ⁶	
R_0 (10^{12} cm)	2,0	4,5	1,05	0,75	2,3	3,4	2,44	2,9
M_{ej} (M_{\odot})	8,5	11,3	7,5	15	15	14,7	18	8,6
M_{Ni} (M_{\odot})	< 0,1	0,07	0,075	0,75	0,075	0,078	0,077	0,069
E_{kin} (10^{51} erg)	-	-	1,0	2,0	1,1	1,1	1,5	1,4
E_{SN} (10^{51} erg)	2,5	1,5	1,5	3,0	-	-	-	1,52

Hivatkozások: (1) Shigeyama és mtsai (1987); (2) Nomoto, Shigeyama és Hashimoto (1987); (3) Arnett és Fu (1989); (4) Imshennik & Popov (1992) (5) Blinnikov és mtsai (2000); (6) Utrobin és Chugai (2005).

A 12. táblázat alapján egyértelműen látszik, hogy az egymástól eltérő modellek nagyon különböző fizikai paramétereket szolgáltattak. Ez a differencia különösen szembetűnő, ha megvizsgáljuk az illesztések által szolgáltatott M_{ej} értékeket, amely egy kettes szorzón belül ingadozik a különböző kódok esetén. Emellett az is látszik, hogy az analitikus kódok némiképp kisebb tömegeket jósolnak, mint a modern hidrodinamikai számítások, de az eltérés itt sem nagyobb, mint amekkora különbség az egyes hidrodinamikai kódok között megfigyelhető. Így megállapítható, hogy a hidrodinamika és az analitikus modellek (beleértve a saját illesztéseimet is) ugyanazon paramétertartományon belül helyezkednek el, azaz az általuk szolgáltatott eredmények konzisztensnek tekinthetők. Mindemellett nem szabad megfeledkezni arról sem, hogy a konstans opacitást használó analitikus modellek esetén a $\kappa - M_{ej}$ korreláció miatt a ledobott anyag tömege egy kettes szorzón belül változhat az opacitás értékétől ($0,1 - 0,3$ cm²/g) függően.

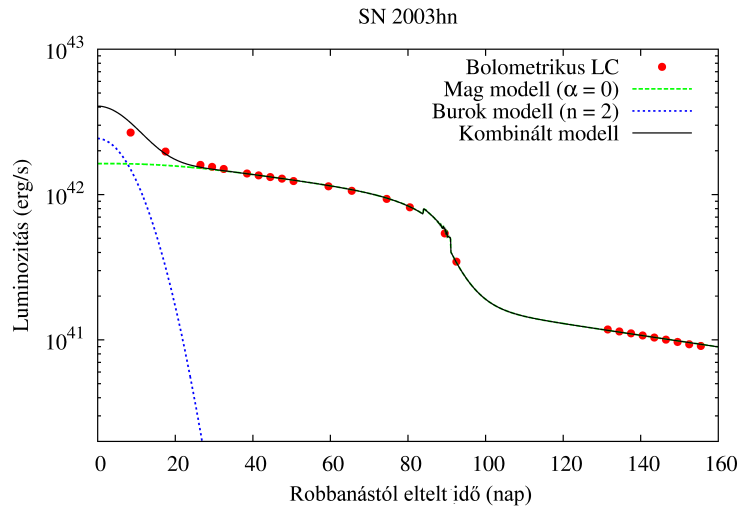
4.2.2. SN 2003hn

Az SN 2003hn IIP típusú szupernóvát 2003. augusztus 25,7 UT-kor fedezték fel (Evans, 2003) a nagyjából 17,34 Mpc-re található NGC 1448 spirálgalaxis magjának közelében. A bolometrikus fénygörbe létrehozásához a Krisciunas és mtsai (2009) munkássága nyomán publikus, UBVRI JHK szűrűben készült fotometria adatokat használtam fel. A fénygörbe kezdő időpontjának itt is a robbanás feltételezett idejét ($t_0 = 52874,0$ MJD) használtam.

13. táblázat. SN 2003hn illesztési paraméterei

Paraméter	Mag ($\kappa = 0,23 \text{ cm}^2/\text{g}$)	Burok ($\kappa = 0,4 \text{ cm}^2/\text{g}$)
R_0 (10^{12} cm)	16	40
M_{ej} (M_\odot)	10,6	0,3
M_{Ni} (M_\odot)	0,025	-
E_{kin} (10^{51} erg)	2,0	1,1
E_{Th} (10^{51} erg)	1,2	0,1

A 13. táblázat alapján rögtön látszik, hogy a robbanás során ledobott anyag tömege és a felrobbanó csillag sugara megközelítőleg megegyezik egy óriáscsillag fizikai paramétereivel. Így a modellezés során kapott mennyiségek értékei összeegyeztethetők azzal a széles körben elfogadott, és mérésekkel is alátámasztott elképzeléssel, miszerint a IIP típusú szupernóvák szülőcsillagai vörös szuperóriások. Emellett az M_{ej} ilyen tetemes értéke miatt a ledobott anyag sűrűsége kellően nagy lesz ahhoz, hogy a gamma-fotonok teljes egészében csapdázódjanak a maradványban, aminek következtében a késői fénygörbe (25. ábra) menetét csak a kobalt bomlás időfüggése fogja meghatározni.



25. ábra. Az SN 2003hn bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása a legjobb kétkomponensű modellel. A zöld és a kék görbe a H-He tartalmú mag, illetve a H-burok hozzájárulását, míg a fekete görbe a kombinált fénygörbét mutatja.

Mivel a szakirodalomban sem hidrodinamikai, sem analitikus modellekből származó ered-

mények nem álltak rendelkezésre, ezért értelemszerűen nem állt módomban elvégezni a paraméterek összehasonlítását.

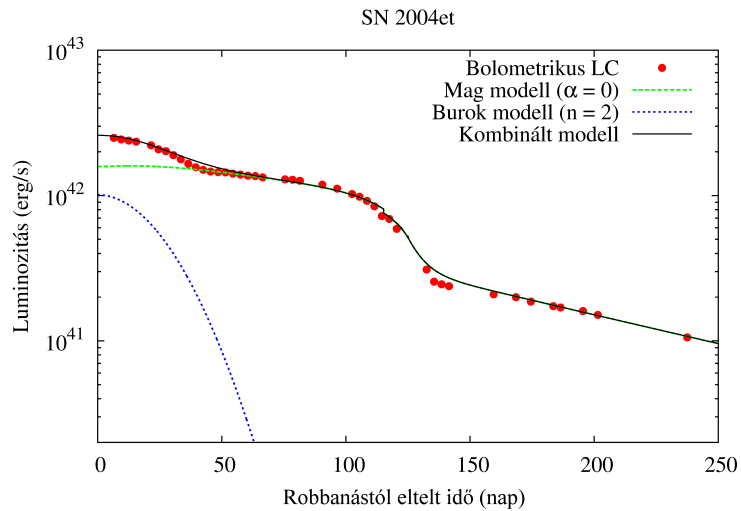
4.2.3. SN 2004et

Az SN 2004et jelű szupernóvát S. Moretti (Zwitter & Munari, 2004) fedezte fel az NGC 6946 közeli, nagyjából 5.9 Mpc-re lévő, csillagontó galaxisban 2004. szeptember 27-én. A szülő-galaxis relatíve kicsi távolsága miatt ez a tranziens mind az optikai (UBVRI), mind a közeli infravörös (JHK) tartományon egyike a legjobban nyomon követett IIP típusú szupernóva-robbanásoknak (Sahu és mtsai, 2006). Ezekből az egyedi szűrős adatokból előállított bolometrikus fénygöréből a robbanás feltételezett időpontja $t_0 = 53269,0$ -re tehető.

14. táblázat. SN 2004et illesztési paraméterei

Paraméter	Mag ($\kappa = 0,3 \text{ cm}^2/\text{g}$)	Burok ($\kappa = 0,4 \text{ cm}^2/\text{g}$)
R_0 (10^{12} cm)	42	68
M_{ej} (M_\odot)	11,0	1,1
M_{Ni} (M_\odot)	0,06	-
E_{kin} (10^{51} erg)	1,35	1,2
E_{Th} (10^{51} erg)	0,6	0,09

Az SN 2004et fényességváltozásának modellezéséből kapott, a robbanás bolometrikus adatsorával legjobban illeszkedő fénygörbéhez (26. ábra) tartozó, eredményeket a 14. táblázatban foglaltam össze. Az illesztés során meghatározott M_{ej} érték itt is megfeleltethető egy vörös szuperóriás csillag tömegének.



26. ábra. Az SN 2004et bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása a legjobb kétkomponensű modellel. A zöld és a kék görbe a H-He tartalmú mag, illetve a H-burok hozzájárulását, míg a fekete görbe a kombinált fénygörbét mutatja.

Az SN 2004et fényességváltozásának modellezését a jól mintavételezett fénygörbének köszönhetően több, egymástól független kutatócsoport is elvégezte (Utrobin és Chugai, 2009; Maguire és mtsai, 2010). A robbanás fizikai paramétereinek meghatározását Utrobin és Chugai (2009) egy 1 dimenziós hidrodinamikai kód felhasználásával végezték. Vizsgálataik során arra az eredményre jutottak, hogy a szülőcsillag sugara $(10,4 \pm 0,97) \cdot 10^{13}$ cm, a ledobott anyag tömege $22,9 \pm 1 M_{\odot}$, a robbanás energiája $(2,3 \pm 0,3) \cdot 10^{51}$ erg és a kezdeti nikkeltömeg $0,068 \pm 0,009 M_{\odot}$.

Ezzel szemben Maguire és mtsai (2010) a Litvinova és Nadyozhin (1985) által definiált formulákat (lásd 59. összefüggések) használták a robbanást leíró fizikai mennyiségek kiszámítására. Ebből az analízisből $R_0 = 4,39 \pm 1,75$ cm, $M_{ej} = 14 \pm 6 M_{\odot}$ és $E_{SN} = 0,88 \pm 0,31$ foe adódott. Mivel a paraméterek meghatározásához alkalmazott egyenletek nem teszik lehetővé a robbanás során szintetizált nikkeltömegének kiszámítását, ezért Maguire és mtsai (2010) ezt a mennyiséget az SN 2004et és az SN 1987A bolometrikus fénygörbéjének összehasonlításából becsülték meg, és így M_{Ni} értékére $0,06 \pm 0,02 M_{\odot}$ -t kaptak. A 15. táblázat alapján megállapítható, hogy az előzőekben bemutatott modellek és a saját illesztéseimből meghatározott paraméterek eltéréseket mutatnak, viszont ugyanabba a paramétertartományba esnek.

15. táblázat. SN 2004et modellparamétereinek összehasonlítása

Paraméterek	Szakirodalom		Saját illesztés
	UC09 ¹	M10 ²	
R_0 (10^{13} cm)	10,4	4,39	4,2
M_{ej} (M_{\odot})	22,9	14,0	11,0
M_{Ni} (M_{\odot})	0,068	0,06	0,06
E_{SN} (10^{51} erg)	2,3	0,88	1,95

Hivatkozások: (1) Utrobin és Chugai (2009); (2) Maguire és mtsai (2010).

Habár Otsuka és mtsai (2012) csak az SN 2004et késő fénygörbéjének vizsgálatát végezték el, az ebből meghatározott nikkeltömeg ($M_{Ni} = 0,059 M_{\odot}$) jó egyezést mutat az előzőekben bemutatott értékekkel. Emellett a robbanást követő 150. napon, ami nagyjából megfeleltethető a nebuláris fázis kezdő időpontjának, kiszámolták a maradvány effektív hőmérsékletét ($T_{eff} = 7040 \pm 500$ K) is. Mivel a fotoszféra hőmérséklete közelíthető a T_{eff} értékével, ezért a Otsuka és mtsai (2012) által kapott eredményt összevettem az LC2 kódban használt rekombinációs hőmérséklettel ($T_{rec} = 7000$ K) rögtön látszik, hogy a két mennyiség hibahatáron belül megegyezik egymással.

4.2.4. SN 2005cs

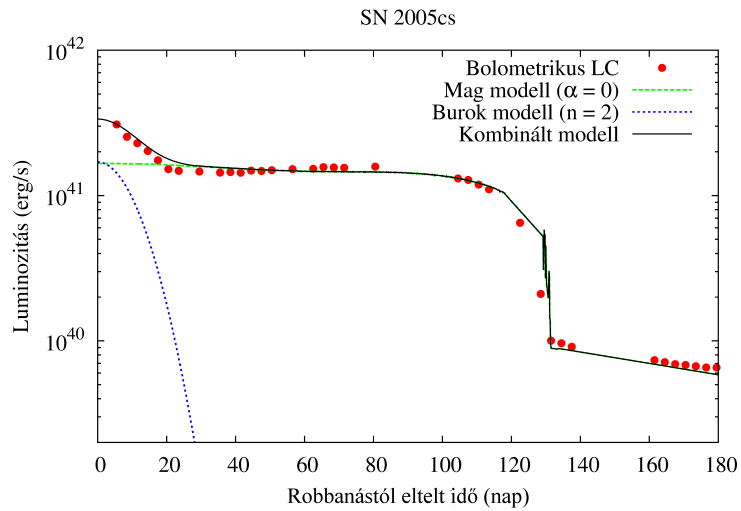
Az SN 2005cs szubluminózus szupernóvát 2005. június 30.-án fedezték fel (Kloehr, 2005) az M51 katalógusszámú, tőlünk $8,4 \pm 0,7$ Mpc-re (Vinkó és mtsai, 2012) található spirálgala-

xisban. Ennek a tranziensnek a jellegzetességét az adja, hogy luminozitása még a maximum környékén is körülbelül egy nagyságrenddel alatta maradt a IIP típusú szupernóvák átlagos csúcsfényességének. Ennek ellenére a szakirodalomban mind az optikai (UBVRI), mind a közeli infravörös (JHK) szűrőkben rendelkezésre állnak megfigyelési adatok. Az SN 2005cs másik különlegessége, hogy a robbanás időpontja ($t_0 = 52549,0$ MJD) nagyon pontosan meghatározható (Pastorello és mtsai, 2009), mivel nem sokkal a szupernóva felbukkanását megelőzően készült felvétel az M51 galaxisról.

16. táblázat. SN 2005cs illesztési paraméterei

Paraméter	Mag	Burok
	($\kappa = 0,3 \text{ cm}^2/\text{g}$)	($\kappa = 0,4 \text{ cm}^2/\text{g}$)
R_0 (10^{12} cm)	12	20
M_{ej} (M_\odot)	8,0	0,3
M_{Ni} (M_\odot)	0,002	-
E_{kin} (10^{51} erg)	0,32	0,8
E_{Th} (10^{51} erg)	0,16	0,014

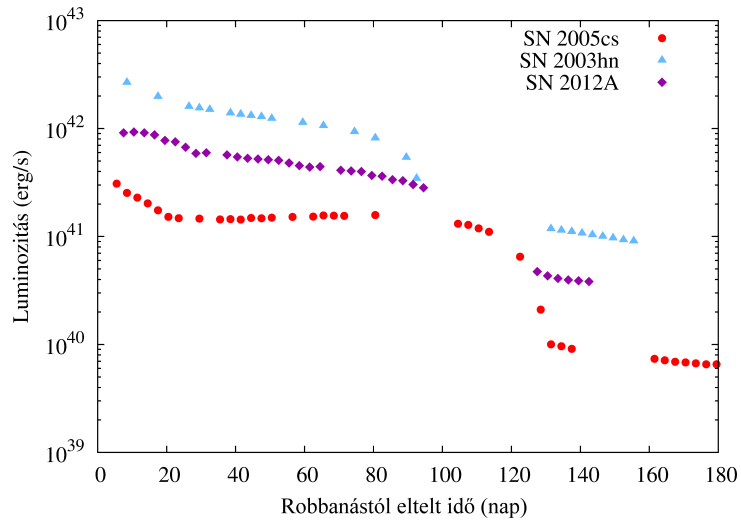
Az SN 2005cs bolometrikus fénygörbére legjobban illeszkedő modell (lásd 27. ábra) paramétereit a 16. táblázatban foglaltam össze. Megvizsgálva ezeket a mennyiségeket rögtön látszik, hogy a robbanás energiája, és ennek következtében a maradvány maximális tágulási sebessége is jóval kisebb, mint egy normál IIP típusú szupernóváé, viszont a ledobott anyag tömegének értékében nem mutatkozik számottevő különbség az SN 2005cs és az előzőekben bemutatott szupernóvák között.



27. ábra. Az SN 2005cs bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása a legjobb kétkomponensű modellel. A zöld és a kék görbe a H-He tartalmú mag, illetve a H-burok hozzájárulását, míg a fekete görbe a kombinált fénygörbét mutatja.

Az SN 2005cs fizikai tulajdonságainak meghatározását először egymástól függetlenül Takács és Vinkó (2006), illetve Tsvetkov és mtsai (2006) végezték el úgy, hogy a paraméterek kiszámí-

tásához mindkét csoport a Litvinova és Nadyozhin (1985) hidrodinamikai vizsgálatain alapuló összefüggéseket (lásd 59. egyenletek) használta fel. Ennek ellenére míg Takáts és Vinkó (2006) elemzése alapján a felrobbanó csillag sugara $\approx 1,23 \cdot 10^{13}$ cm, a ledobott anyag tömege $\sim 8,3 M_{\odot}$, a szupernóva teljes energiája $\sim 0,19$ foe és a robbanás során szintetizálódott nikkelt tömege $\sim 0,009 M_{\odot}$ lett, addig Tsvetkov és mtsai (2006) szerint $R_0 \sim 1,22 \cdot 10^{13}$ cm, $M_{ej} \sim 8,61 M_{\odot}$, $E_{SN} \sim 0,3$ foe és $M_{Ni} \sim 0,018 M_{\odot}$ lett. Ez a nikkeltömeg azonban túlságosan nagynak tűnik egy szublumínózus szupernóvához képest, ezért elképzelhető, hogy az eredeti publikációban ez az érték nyomdahibásan szerepelt. Ezt alátámasztandó, összehasonlítottam az SN 2005cs fénygörbéjét két másik általam vizsgált szupernóváéval: az SN 2003hn-nel ($M_{Ni} = 0.025 M_{\odot}$) és az SN 2012A-val ($M_{Ni} = 0.01 M_{\odot}$). Amennyiben az $M_{Ni} \sim 0,018 M_{\odot}$ érték helyes, akkor az SN 2005cs fénygörbéjének valahol a másik két tesztobjektum között kéne elhelyezkednie, mivel a nebuláris fázis luminozitásának abszolút értéke csak a radioaktív elemek mennyiségétől függ. Azonban a 28. ábrán jól látszik, hogy az SN 2005cs nagyjából egy nagyságrenddel kisebb, mint a másik két szupernóva, azaz valószínűsíthető, hogy a kezdeti nikkeltömeg értéke inkább $\sim 0,0018 M_{\odot}$ lehetett.



28. ábra. Az SN 2005cs bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása az SN 2003hn ($M_{Ni} = 0.025 M_{\odot}$) és az SN 2012A ($M_{Ni} = 0.01 M_{\odot}$) fényességváltozásával.

Később az SN 2005cs fényességváltozásának hidrodinamikai modellezését és a robbanás paramétereinek meghatározását Utrobin és Chugai (2008) is elvégezte. Vizsgálataik során arra jutottak, hogy R_0 , M_{ej} , E_{SN} és M_{Ni} értéke rendre $(4,17 \pm 0,97) \cdot 10^{13}$ cm, $15,9 \pm 1 M_{\odot}$, $0,41 \pm 0,03$ foe, valamint $0,0082 \pm 0,0016 M_{\odot}$.

Végül az SN 2005cs fénygörbéjét Pastorello és mtsai (2009) is analízisnek vetették alá, és számításaik alapján arra következtettek, hogy a szupernóva szülőcsillaga egy átlagos vörös szuperóriásnál kisebb méretű, nagyjából $7 \cdot 10^{12}$ cm sugarú csillag lehetett, amelyről a körülbelül $0,3$ foe összehangolt robbanás 8 és $13 M_{\odot}$ közötti anyagmennyiséget távolított el. Emellett Pastorello és mtsai (2009) a plató fázist követő, késői fénygörbéből azt is megállapították,

hogy a kezdeti nikkeltömeg megközelítőleg egy nagyságrenddel kisebb volt, mint egy normál fényességű IIP típusú szupernóváé, azaz $M_{Ni} \approx 0,003 M_{\odot}$.

17. táblázat. SN 2005cs modellparaméterinek összehasonlítása

Paraméterek	Szakirodalom				Saját illesztés
	TV06 ¹	T06 ²	UC08 ³	P09 ⁴	
R_0 (10^{13} cm)	1,23	1,22	4,17	0,7	1,2
M_{ej} (M_{\odot})	8,3	8,61	15,9	10,5	8,0
M_{Ni} (M_{\odot})	0,009	0,0018	0,0082	0,003	0,002
E_{SN} (10^{51} erg)	0,19	0,3	0,41	0,3	0,48

Hivatkozások: (1) Takáts és Vinkó (2006) ; (2) Tsvetkov és mtsai (2006); (3) Utrobin és Chugai (2008); (4) Pastorello és mtsai (2009).

A 17. táblázat alapján megfigyelhető, hogy az előbb bemutatott modellek alapján kiszámított paraméterek jelentős eltéréseket mutatnak. Amennyiben ezen mennyiségekkel összevetjük az általam kapott illesztési eredményeket, akkor az látszik, hogy a különböző módon kapott eredmények egyazon paramétertartományba esnek. Ez alól kivételt képez a robbanási energia, amelyre én szisztematikusan nagyobb értéket kaptam. Ennek ok egyrészt lehet a már említett paraméter-korreláció. Mindazonáltal ezt az eltérést akár az E_{SN} definíciójában megfigyelhető inkonzisztencia is okozhatja, ugyanis a szakirodalomban egyes szerzők a teljes robbanási energiát a kinetikus és a termikus energia összegeként adják meg, míg mások az E_{SN} értékét csak a mozgási energiával azonosítják. Ráadásul a publikációk többségében nem derül ki egyértelműen, hogy az adott kutatócsoport melyik definíciót használja a modellezés során.

4.2.5. SN 2009N

Az SN 2009N jelű szupernóvát a 21,6 Mpc távolságban lévő NGC 4487 katalógusszámú galaxisban fedezték fel. Az első felvételeket erről az objektumról Itagaki készítette 2009. január 24,86 és 25,62 UT időpontokban (Nakano, Kadota és Buzzi, 2009). A rendelkezésre álló fotometria mérések alapján Takáts és mtsai (2014) a robbanás feltételezett időpontját ($t_0 = 54848,1$ MJD) a táguló fotoszféra módszer felhasználásával határozták meg.

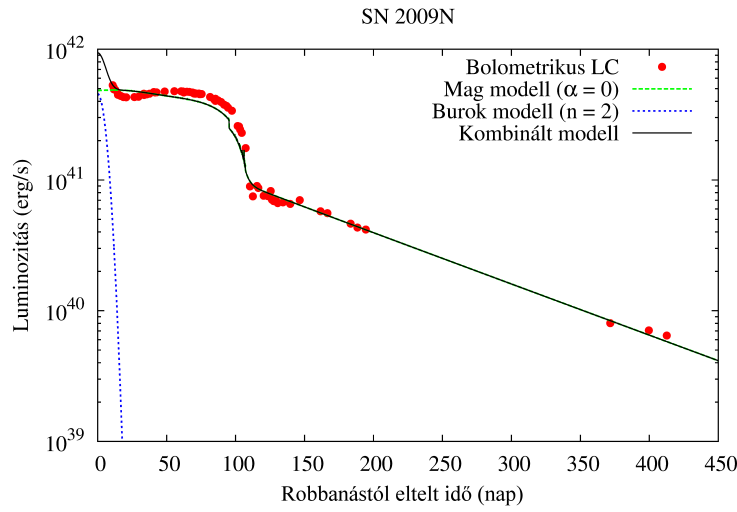
Ennek a tranziensnek egyébiránt az az érdekessége, hogy fényessége alapján nem tekinthető normál IIP típusú robbanásnak, viszont a szubluminózus szupernóvák közé sem tartozik, tehát egyfajta átmeneti objektumnak tekinthető a két csoport között (Takáts és mtsai, 2014).

Az SN 2009N szupernóva kétkomponensű fénygörbe modelljének optimális paraméterei a 18. táblázatban láthatóak. Ezeket az eredményeket összevetve az előzőekben tárgyalt IIP típusú szupernóvákkal, azt tapasztaljuk, hogy a robbanás során ledobott anyag tömeg és a szülőcsillag sugara megközelítőleg megegyezik az SN 2005cs modellezése során kapott eredményekkel, azonban a kezdeti nikkeltömeg a normál IIP típusú szupernóvák tipikus értékeinek nagyságrendjébe esik. Ezzel szemben a robbanás összenergiája nem éri el egy normál IIP átlagos E_{SN}

18. táblázat. SN 2009N illesztési paramétereit

Paraméter	Mag	Burok
	($\kappa = 0,24 \text{ cm}^2/\text{g}$)	($\kappa = 0,4 \text{ cm}^2/\text{g}$)
R_0 (10^{12} cm)	14	30
M_{ej} (M_\odot)	7,5	0,12
M_{Ni} (M_\odot)	0,016	-
E_{kin} (10^{51} erg)	0,5	0,6
E_{Th} (10^{51} erg)	0,3	0,01

értékét, viszont még így is majdnem kétszerese az SN 2005cs szubluminózus szupernóva energiájának.



29. ábra. Az SN 2009N bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása a legjobb kétkomponensű modellel. A zöld és a kék görbe a H-He tartalmú mag, illetve a H-burok hozzájárulását, míg a fekete görbe a kombinált fénygörbét mutatja.

Az SN 2009N fényességváltozásának hidrodinamikai modellezéséről jelenleg csak egy publikáció érhető el a szakirodalomban. Ebben a tanulmányban Takáts és mtsai (2014) a paraméterek illesztéséhez egy Pumo, Zampieri és Turatto (2010) munkássága nyomán létrehozott, valamint Pumo és Zampieri (2011) által továbbfejlesztett kódot alkalmazták. Ennek eredményeként a robbanásra jellemző fizikai mennyiségek az alábbiak szerint alakultak: $R_0 \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}$, $M_{ej} \approx 11,5 M_\odot$, $M_{Ni} = 0,020 \pm 0,004 M_\odot$ és $E_{SN} \sim 0,48 \text{ foe}$. A könnyebb összehasonlítás érdekében a hidrodinamikai modellezésből kapott értékeket és az LC2 kód alapján meghatározott paramétereket a 19. táblázatban foglaltam össze.

4.2.6. SN 2012A

Az SN 2012A szupernóva-robbanás a tőlünk 9,8 Mpc távolságra található NGC 3239 irreguláris galaxisban bukkant fel 2012. január 7.-én (Moore, Newton és Puckett, 2012). A szülőgalaxis relative kis távolsága miatt ennek a tranziensnek a fényességváltozása jó mintavételezéssel és

19. táblázat. SN 2009N modellparaméterinek összehasonlítása

Paraméterek	Szakirodalom ¹	Saját illesztés
R_0 (10^{13} cm)	2,0	1,4
M_{ej} (M_\odot)	11,5	7,5
M_{Ni} (M_\odot)	0,02	0,016
E_{SN} (10^{51} erg)	0,48	0,8

Hivatkozások: (1) Takáts és mtsai (2014).

több különböző (UBVRIJHK) szűrő felhasználásával is nyomon követhető volt. Az ebből létrehozható bolometrikus fénygörbe menete alapján (Utrobin és Chugai, 2015) a robbanás feltételezhetően $t_0 \approx 55929,0$ MJD időpontban következhetett be.

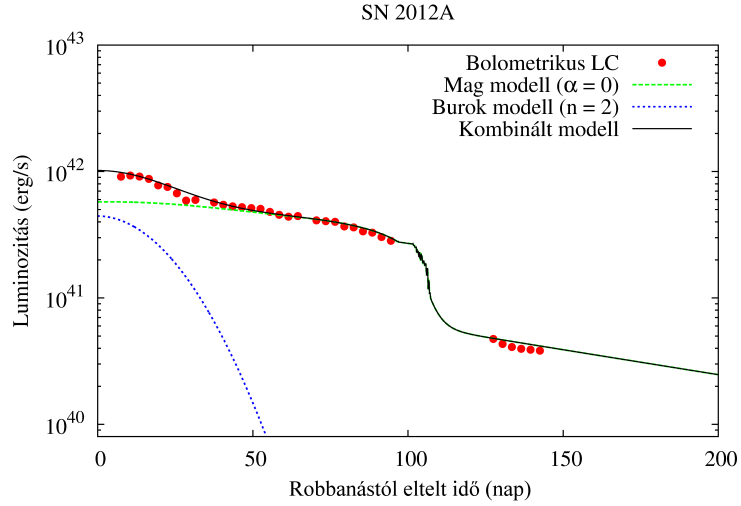
20. táblázat. SN 2012A illesztési paraméterei

Paraméter	Mag ($\kappa = 0,23$ cm ² /g)	Burok ($\kappa = 0,4$ cm ² /g)
R_0 (10^{12} cm)	17	40
M_{ej} (M_\odot)	8,0	0,82
M_{Ni} (M_\odot)	0,01	-
E_{kin} (10^{51} erg)	0,5	0,95
E_{Th} (10^{51} erg)	0,3	0,05

Amennyiben a 20. táblázatban szereplő adatokat és az illesztett fénygörbét (30. ábra) összehasonlítjuk az SN 2009N modellezése során kapott eredményekkel, akkor megállapítható, hogy a robbanást jellemző fizikai mennyiségek értéke és a fénygörbe menete alapján az SN 2009N-hez hasonlóan az SN 2012A is egy átmeneti objektumnak tekinthető a normál és a szublu-minózus IIP típusú szupernóvák között.

Ebben az esetben a robbanás fizikai tulajdonságainak meghatározását egymástól függetlenül Tomasella és mtsai (2013), valamint Utrobin és Chugai (2015) is elvégezték. Tomasella és mtsai (2013) az SN 2012A paramétereinek modellezését egy fél-analitikus (Zampieri és mtsai, 2003) és egy hidrodinamikai (Pumo, Zampieri és Turatto, 2010; Pumo és Zampieri, 2011) kód együttes alkalmazásával valósították meg. Ennek az analízisnek a során a felrobbanó csillag sugarára $1,8 \cdot 10^{13}$ cm, a ledobott anyag tömegére $12,5 M_\odot$, a nikkeltömegre $0,011 \pm 0,004 M_\odot$, a teljes robbanási energiára 0,5 - 0,6 foe, valamint a mozgási energia járulékára 0,48 foe értékek adódtak. Utrobin és Chugai (2015) hidrodinamikai vizsgálatai ezzel szemben $R_0 = (4,97 \pm 0,7) \cdot 10^{13}$ cm, $M_{ej} = 13,1 \pm 0,7 M_\odot$, $M_{Ni} = 0,012 \pm 0,002 M_\odot$ és $E_{SN} = 0,52 \pm 0,06$ foe eredményekre vezettek.

A 21. táblázat alapján egyértelműen megállapítható, hogy a kétkomponensű modell segítségével meghatározott paraméterek egészen jó egyezést mutatnak az irodalmi értékekkel. Ez alól kivételt képez a ledobott anyag tömege, amelyre szisztematikusan kisebb eredményt kaptam, mint a hidrodinamikai modellek jóslatai.



30. ábra. Az SN 2012A bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása a legjobb kétkomponensű modellel. A zöld és a kék görbe a H-He tartalmú mag, illetve a H-burok hozzájárulását, míg a fekete görbe a kombinált fénygörbét mutatja.

21. táblázat. SN 2012A modellparamétereinek összehasonlítása

Paraméterek	Szakirodalom		Saját illesztés
	T13 ¹	UC15 ²	
R_0 (10^{13} cm)	1,8	4,97	1,7
M_{ej} (M_\odot)	12,5	13,1	8,0
M_{Ni} (M_\odot)	0,011	0,012	0,01
E_{SN} (10^{51} erg)	0,55	0,52	0,8

Hivatkozások: (1) Tomasella és mtsai (2013); (2) Utrobin és Chugai (2015).

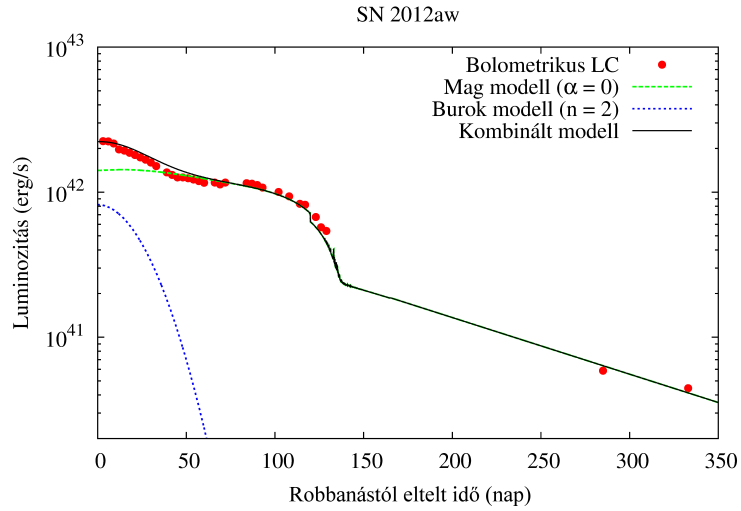
4.2.7. SN 2012aw

Az SN 2012aw szupernóvát Fagotti fedezte fel 2012. március 16,86 UT-kor a nagyságrendileg 10,2 Mpr-re lévő M95 katalógusszámú spirálgalaxisban (Fagotti és mtsai, 2012). A szülőgalaxis közelsége miatt ennek az objektumnak a korai fénygörbéje mind az optika, mind a közel infravörös tartományon rendkívül jó időfelbontással elérhető a szakirodalomban (Dall’Ora és mtsai, 2014). Az SN 2012aw fényességváltozásának karakterisztikája alapján Kumar és mtsai (2014) közelítőleg meghatározták a robbanás időpontját, amely értéke $t_0 = 56002,6$ MJD lett.

22. táblázat. SN 2012aw illesztési paramétere

Paraméter	Mag	Burok
	($\kappa = 0,13 \text{ cm}^2/\text{g}$)	($\kappa = 0,4 \text{ cm}^2/\text{g}$)
R_0 (10^{12} cm)	29,4	45
M_{ej} (M_\odot)	20,0	1,0
M_{Ni} (M_\odot)	0,056	-
E_{kin} (10^{51} erg)	1,6	0,9
E_{Th} (10^{51} erg)	0,6	0,1

Az SN 2012aw szupernóva kétkomponensű fénygörbe modelljének (lásd 31. ábra) optimális paraméterei a 22. táblázatban láthatóak. Ezeket az eredményeket összevetve az előzőekben tárgyalt IIP típusú szupernóvákkal, azt tapasztaljuk, hogy a robbanás során ledobott anyag tömeg jóval meghaladja egy normál IIP típusú szupernóva tipikus M_{ej} értékét. Továbbá az is megállapítható, hogy a felrobbanó csillag kémiai összetételével összefüggő konstans opacitás is lényegesen kisebb a megszokottnál. Így feltehetőleg ennek a tranziensnek a szülőcsillaga még a robbanás előtt elvesztette hidrogénben gazdag, külső légkörének jelentős részét, azaz elképzelhető, hogy ebben az esetben egy Wolf-Rayet csillag robbanását figyelhettük meg.



31. ábra. Az SN 2012aw bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása a legjobb kétkomponensű modellel. A zöld és a kék görbe a H-He tartalmú mag, illetve a H-burok hozzájárulását, míg a fekete görbe a kombinált fénygörbét mutatja.

Az SN 2012aw robbanási paramétereinek meghatározását először Bose és mtsai (2013) végezték el. Analízisük nyomán a felrobbanó csillag sugarára $(2,34 \pm 0,47) \cdot 10^{13}$ cm, a robbanási energiára $0,9 \pm 0,3$ foe, míg a ledobott anyag tömegére $14 \pm 4 M_{\odot}$ értékek adódtak. Emellett Bose és mtsai (2013) kiszámították a fénygörbe késői szakaszát meghatározó, a szupernóva-robbanás során keletkezett ^{56}Ni mennyiségét is, amelyre végeredményként $0,06 \pm 0,01 M_{\odot}$ jött ki.

Ezenkívül az SN 2012aw jelű szupernóvára jellemző alapvető fizikai mennyiségek modellezését Dall'Ora és mtsai (2014) is elvégezték. Munkájuk során a paraméterek meghatározását egy fél-analitikus (Zampieri és mtsai, 2003) és egy hidrodinamikai (Pumo, Zampieri és Turatto, 2010; Pumo és Zampieri, 2011) kód együttes alkalmazásával valósítottak meg. Vizsgálataik pedig az alábbi eredményeket szolgáltatottak: $R_0 \sim 3 \cdot 10^{13}$ cm, $M_{ej} \sim 20 M_{\odot}$, $E_{SN} \sim 1,5$ foe és $M_{Ni} = 0,05 - 0,06 M_{\odot}$. A 23. táblázat alapján látszik, hogy az így kapott eredmények eléggé eltérnek a Bose és mtsai (2013) által meghatározott értékektől, viszont a paraméterek pontatlansága miatt ez a két modell mégis elfogadható egyezést mutat. Továbbá az is megfigyelhető, hogy a kétkomponensű modell alkalmazásából származó illesztési paraméterek szintén hibahatáron belül megegyeznek a szakirodalomban fellelhető értékekkel.

23. táblázat. SN 2012aw modellparamétereinek összehasonlítása

Paraméterek	Szakirodalom		Saját illesztés
	B13 ¹	D14 ²	
R_0 (10^{13} cm)	2,34	3,0	2,95
M_{ej} (M_\odot)	14,0	20,0	20,0
M_{Ni} (M_\odot)	0,06	0,055	0,056
E_{SN} (10^{51} erg)	0,9	1,5	2,2

Hivatkozások: (1) Bose és mtsai (2013); (2) Dall’Ora és mtsai (2014).

4.2.8. SN 2013ej

Az SN 2013ej tranziens 2013. július 25,45 UT-kor fedezték fel az M74 jelű spirálgalaxisban (Kim és mtsai, 2013; Dhungana és mtsai, 2013). A hivatalos felfedezést megelőzően készült negatív detektálásokat mutató felvételek segítségével a robbanás időpontja rendkívüli pontossággal megállapítható volt. Ezt az analízist Dhungana és mtsai (2016) végezték el, és végeredményként a robbanás feltételezett időpontjára $t_0 = 56496,9 \pm 0,3$ MJD értéket kaptak.

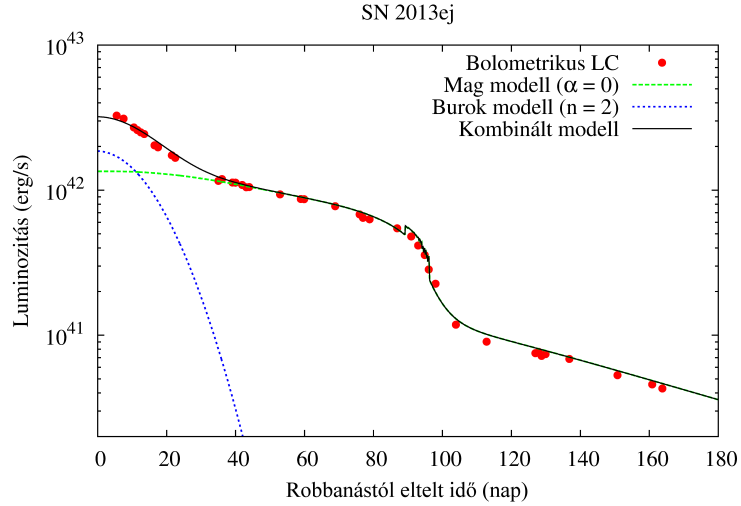
24. táblázat. SN 2013ej illesztési paramétere

Paraméter	Mag	Burok
	($\kappa = 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$)	($\kappa = 0,4 \text{ cm}^2/\text{g}$)
R_0 (10^{12} cm)	29	68
M_{ej} (M_\odot)	10,0	0,6
M_{Ni} (M_\odot)	0,02	-
E_{kin} (10^{51} erg)	1,1	1,3
E_{Th} (10^{51} erg)	0,35	0,09

Az SN 2013ej fényességváltozásának modellezése során kapott optimális illesztési paraméterek a 24. táblázatban találhatóak, míg az ehhez tartozó fénygörbe a 32. ábrán látható. Megvizsgálva ezeket az eredményeket egyértelműen megállapítható, hogy ez a tranziens egy normál IIP típusú szupernóva volt. Ennek ellenére mégsem lehet egyértelműen következtetni a felrobbanó objektum mibenlétére, mivel a nagy M_{ej} érték alapján egy vörös szuperóriás ideális jelölt lenne, azonban a késői fénygörbe menete alapján a gamma-szivárgás jelentős ($T_{0,i} = 173,2$ nap, $T_{0,m} = 305,2$ nap), ami inkább egy Wolf-Rayet csillagra utal.

Az SN 2013ej fizikai paramétereit számos, egymástól független kutatócsoport is meghatározta. Például Valenti és mtsai (2014) egyszerű analitikus függvény felhasználásával arra a megállapításra jutottak, hogy a szupernóva szülőcsillaga nagyságrendileg $(2,8 - 4,2) \cdot 10^{13}$ cm sugarú lehetett. A csillag tömegét ezzel szemben a robbanás előtti felvételekből Fraser és mtsai (2014) $8 - 15,5 M_\odot$ körüli értékűnek becsülték.

Az SN 2013ej hidrodinamikai modellezését Huang és mtsai (2015) publikálták, akik a ^{56}Ni tömegét $0,02 \pm 0,01 M_\odot$ értékűnek becsülték. A robbanásra jellemző egyéb fizikai mennyiségek kiszámítását pedig egy fél-analitikus és egy hidrodinamikai szimuláció együttes alkalmazásával végezték el, amely alapján a teljes robbanási energia, a kezdeti sugár és a ledobott anyag



32. ábra. Az SN 2013ej bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása a legjobb kétkomponensű modellel. A zöld és a kék görbe a H-He tartalmú mag, illetve a H-burok hozzájárulását, míg a fekete görbe a kombinált fénygörbét mutatja.

tömege rendre $0,7 - 2,1$ foe, $(1,6 - 4,2) \cdot 10^{13}$ cm, illetve $10,4 - 10,6 M_{\odot}$ lett. A szupernóva-robbanás paramétereit Bose és mtsai (2013) szintén meghatározták egy fél-analitikus modell segítségével. Ennek az analízisnek az eredményeként $M_{ej} = 12 \pm 3 M_{\odot}$, $R_0 = (3,1 \pm 0,8) \cdot 10^{13}$ cm, $E_{SN} \sim 2,3$ foe és $M_{Ni} = 0,02 \pm 0,002 M_{\odot}$ értékek adódtak. Végül az SN 2013ej fénygörbéje alapján Dhungana és mtsai (2016) is meghatározták a robbanás tulajdonságait. Ebben az esetben a fizikai jellemzők becslése az (59) összefüggések felhasználásával történt, amely alapján a robbanási energia $0,9 \pm 0,3$ foe, a szülőcsillag sugara $(1,74 \pm 0,49) \cdot 10^{13}$ cm, a ledobott anyag tömege $12 \pm 3 M_{\odot}$, míg a kezdeti nikkeltömeg $0,013 \pm 0,001 M_{\odot}$ értékeket vett fel. A 25. táblázat alapján megállapítható, hogy az itt bemutatott modellek elég jó egyezést mutatnak mind egymással, mind az általam kapott eredményekkel.

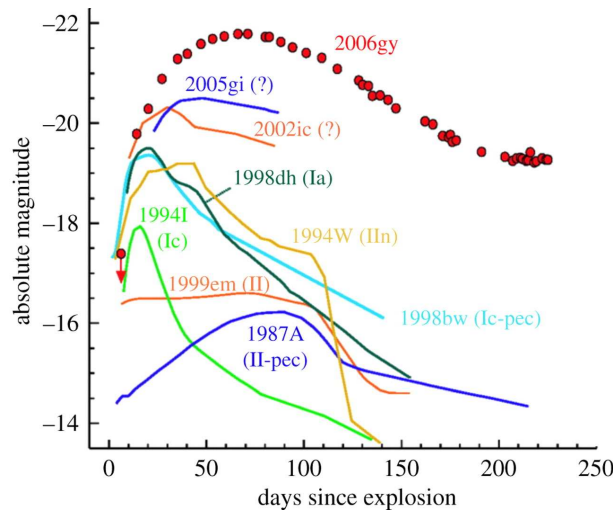
25. táblázat. SN 2013ej modellparamétereinek összehasonlítása

Paraméterek	Szakirodalom			Saját illesztés
	B15 ¹	H15 ²	D16 ³	
R_0 (10^{13} cm)	3,1	2,2	1,74	2,9
M_{ej} (M_{\odot})	12,0	10,5	12,0	10,0
M_{Ni} (M_{\odot})	0,02	0,02	0,013	0,02
E_{SN} (10^{51} erg)	2,3	1,4	0,9	1,45

Hivatkozások(1) Bose és mtsai (2015); (2) Huang és mtsai (2015); (3) Dhungana és mtsai (2016).

4.3. Szuperfényes szupernóvák paramétereinek meghatározása

Az utóbbi néhány évtizedben a nagy égboltfelmérő programoknak (pl.: PTF, ROTSE, SDSS) köszönhetően egyre több extrém fényességváltozást mutató tranziens sikerült felfedezni. Ezek közül az egyik legérdekesebb új csoportot az úgynevezett szuperfényes szupernóvák (superluminous supernova, SLSN) alkotják. Definíció szerint akkor tekinthető egy szupernóva SLSN-nek, ha abszolút fényessége meghaladja a -21 magnitúdót. Az extrém csúcsfényességen kívül ezekre az objektumokra általánosan jellemző, hogy a maximális fényesség elérése jóval hosszabb ideig (~ 50 nap) tart, valamint halványodási ütemük is jóval lassabb, mint egy átlagos szupernóváé (lásd 33. ábra).



33. ábra. Normál és szuperfényes szupernóvák fénygörbéjének összehasonlítása. (forrás: Smith és mtsai (2007))

Ezeknek az extrém megfigyelési tulajdonságoknak a magyarázatára jelenleg több, egymásnak ellentmondó elképzelés is napvilágot látott (pl.: Quimby és mtsai, 2011). Ezek a modellek alapvetően három nagy csoportba oszthatóak aszerint, hogy mi okozhatja a robbanás rendkívüli csúcsfényességét. Az első csoportba a pár-instabilitási modell tartozik. Ez a mechanizmus nagyon nagy tömegű ($M > 100M_{\odot}$) csillagok esetén képes létrehozni akár 5 - 10 M_{\odot} -nyi nikkelt is, ami már elegendő a szükséges luminozitás eléréséhez (Woosley, Blinnikov és Heger, 2007). Az elméletek egy másik csoportja szerint a szupernóva extrém fényességét a robbanás során keletkező lökéshullám és a cirkumszelláris anyag erős kölcsönhatása eredményezi (Chevalier és Fransson, 2001). Végül a modellek harmadik csoportját azok az elméletek alkotják, amelyek a szupernóva nagymértékű felfényesedését különböző központi energiatermelési folyamatoknak tulajdonítják. Ezek közül a legelterjedtebb magyarázat az, hogy a robbanás során visszamaradt mágnesezett neutroncsillag (magnetár) lefékeződése szolgáltatja az extra fűtési mechanizmust.

4.3.1. A magnetár energiatermelési mechanizmus tesztje

Az előzőekben bemutatott magnetár modell alkalmazhatóságának vizsgálatához referencia fénygörbét hoztam létre. Az így kapott eredményekből megbecsültem a robbanás csúcsfényességét, amelyet összevetettem a Kasen és Bildsten (2010) által definiált formulából (lásd (48) egyenlet) számítható értékekkel. Ezen analízis során csak a magnetárra jellemző fizikai paramétereket (E_p , t_p) módosítottam, míg a robbanást leíró egyéb mennyiségeket az alábbi értékkel fixnek tekintettem: $R_0 = 5 \cdot 10^{11}$ cm, $M_{ej} = 1 M_\odot$, $M_{Ni} = 0 M_\odot$, $E_{kin} = 3$ foe, $E_{Th} = 2$ foe, $\alpha = 0$ (konstans sűrűség) és $\kappa = 0,34$ cm²/g. Ezekből az értékekből a robbanás skálasebességére $v_{sc} \sim 22\,400$ km/s, illetve az effektív diffúziós időskálára $t_d \sim 14$ nap adódott. A magnetárra jellemző tipikus paramétertartományra (Kasen és Bildsten, 2010) a fénygörbe modellből becsült (L_p) és a fentebb említett formulából meghatározott (L_{ref}) csúcsfényességek individuális értékei a 26. táblázatban szerepelnek. Ez alapján megállapítható, hogy a magnetárt tartalmazó fénygörbe-modellem az analitikus formulához hasonló eredményeket ad, de kissé túlbecsüli a maximális luminozitást. Mivel az analitikus képlet is erős közelítő feltevésekre alapul, a modellem jóslatai az elmélettel konzisztensnek tekinthetők.

26. táblázat. A magnetár modellből és a Kasen és Bildsten (2010) formulából kapott csúcsfényességek összehasonlítása

E_p (10^{51} erg)	t_p (nap)	L_{ref} (10^{44} erg/s)	L_p (10^{44} erg/s)
1	5	1,76	1,94
5	2	7,09	7,98
5	5	8,81	9,71
5	10	8,61	9,79
5	50	4,15	5,89
10	5	17,6	19,4

4.3.2. SN 2006gy

Az SN 2006gy II_n típusú szuperfényes szupernóvát, amelynek maximális fényessége elérte a -22 magnitúdót, a Texas Supernova Search (TSS) program keretében a ROTSE-IIIb teleszkóp fedezte fel 2006. szeptember 18-án. A robbanásnak otthont adó NGC 1260 galaxis egy S0/Sa típusú spirálgalaxis, amely tőlünk körülbelül 76,7 Mpc távolságban található. Ennél a tranziensnél a robbanás feltételezett időpontja Smith és mtsai (2007) munkássága nyomán 2006. augusztus 20. ($t_0 = 53968,0$ MJD) lehetett.

Mivel az SN 2006gy extrém luminozitása és hosszú felfényesedési ideje nehezen összeegyeztethető a klasszikus robbanási modellekkel, ezért számos robbanási hipotézis látott napvilágot. Ezek közül a legextrémebb elképzelés az úgynevezett kvark-nóva modell, ahol az elméleti jóslatok szerint a magösszeomlást követően még egy második robbanás is történik, amely tovább fűti a szupernóva által ledobott anyagot. Ezt a második robbanást az indukálja, hogy

a kollapszus során kialakuló neutroncsillag egy kvarkokból álló kompakt objektummá omlik össze (Leahy és Quied, 2008). S bár ez az elképzelés képes magyarázattal szolgálni a fényességváltozás szokatlan tulajdonságaira, azonban nem ad információt arra nézve, hogy hogyan létezhetnek egyáltalán szabad kvarkokból álló csillagok. Egy másik, a kvarkcsillag hipotézisnél kicsit megalapozottabb elképzelés szerint azonban a csúcsfényesség a radioaktív fűtésből származik. Ennek a modellnek viszont az a gyenge pontja, hogy a megfelelő luminozitások eléréséhez 8 - 13 naptömegnyi radioaktív nikkelle van szükség (Smith és McCray, 2007; Umeda és Nomoto, 2008), ami túl nagy mennyiség ahhoz, hogy pusztán a mag összeomlása révén kialakuljon. Ezért ezen hipotézis szerint a robbanás feltételezhetőleg a pulzációs párinstabilitási mechanizmus segítségével történik (Woosley, Blinnikov és Heger, 2007), amely már képes a szükséges M_{Ni} létrehozására. Egy másik elgondolás szerint az extrém fényességet a robbanáskor kialakult lökéshullám és a cirkumsztelláris anyag kölcsönhatása okozza (Smith és mtsai, 2008; Agnoletto és mtsai, 2009; Chatzopoulos, Wheeler és Vinkó, 2012). Végül az a konfiguráció is elképzelhető, hogy az extrém fényességet a magnetár energiatermelési mechanizmus okozza. Ennek a hipotézisnek a vizsgálatára Chatzopoulos és mtsai (2013) a SN 2006gy fénygörbéjének illesztésével meghatározták a magnetár modell legfontosabb tulajdonságait ($E_p = 4,1 \pm 0,1$ foe, $t_p = 12,67 \pm 0,06$ nap).

27. táblázat. SN 2006gy illesztési paraméterei

Paraméter	Magnetár	Magnetár + Ni	Magnetár + rekombináció		
κ (cm ² /g)	0,24	0,24	0,24	0,2	0,1
R_0 (10 ¹³ cm)	5	10	10	10	10
T_{rec} (K)	-	-	7500	10 000	12 000
M_{ej} (M _☉)	12,0	16,0	16,0	16,0	16,0
M_{Ni} (M _☉)	-	8,8	8,8	8,8	8,8
E_{kin} (10 ⁵¹ erg)	4,0	6,0	6,0	6,0	6,0
E_{Th} (10 ⁵¹ erg)	3,5	2,5	2,5	2,5	2,5
E_p (10 ⁵¹ erg)	4,4	3,5	3,5	3,5	3,5
t_p (nap)	24,0	22,0	22,0	22,0	22,0

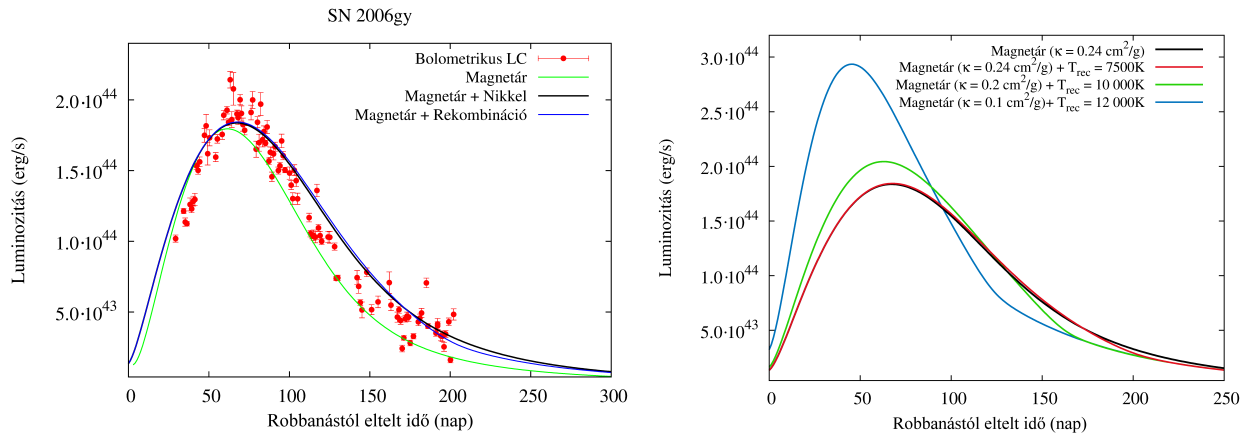
Az SN 2006gy fényességváltozásának modellezésénél a szakirodalomban fellelhető robbanási konfigurációk közül a magnetár energiatermelési mechanizmust használtam fel. Az SN 2006gy bolometrikus fénygörbéjére legjobban illeszkedő magnetár modellek (lásd 34. ábra bal panel) paramétereit a 27. táblázatban foglaltam össze. Első körben a fénygörbe illesztését úgy végeztem el, hogy pusztán a magnetár lefékeződésének következtében keletkező energijárulékot vettem figyelembe. Így össze tudtam hasonlítani az LC2 kód segítségével kapott eredményeket a Chatzopoulos és mtsai (2013) által meghatározott értékekkel. Ennek az analízisnek az eredményeként megállapítható, hogy míg a magnetárra jellemző kezdeti rotációs energiák elég jó egyezést mutatnak, addig az általam kapott lefékeződési idő jelentősen eltér az irodalmi értéktől. Ennek az lehet az oka, hogy Chatzopoulos és mtsai (2013) a robbanástól eltelt időt

χ^2 -illesztéssel határozták meg, és így az általuk használt fénygörbe felfutási ideje ~ 49 napnak adódott, ezzel szemben az általam használt robbanási időponttal (Smith és mtsai, 2007) ez az érték ~ 65 nap lesz, vagyis a t_p paraméter értékében mutatkozó eltérést minden bizonnyal a felfényesedési időtartamban megfigyelhető különbségek okozzák.

A modellezés következő fázisában megvizsgáltam, hogy milyen változásokat okoz, ha a magnetár energiatermelésén kívül a radioaktív nikkelt és kobalt bomlásából származó energiajárulékot is figyelembe veszem a fénygörbe leillesztésénél. Ennek a leírásmodnak a realitását az adja, hogy a magnetár modell szerint az erős mágneses térrel rendelkező neutroncsillag a felrobbanó objektum magjának összeomlásakor jön létre, vagyis ez az elképzelés tulajdonképpen egy klasszikus kollapszár modell, ahol valamennyi radioaktív nikkelnak mindenképpen keletkezni kell. A 27. táblázat alapján azonban jól látszik, hogy a megfelelő illeszkedés eléréséhez még a magnetár rotációs energiájának termalizációja mellett is $8,8 M_\odot$ -nyi nikkelt van szükség a megfelelő illeszkedés eléréséhez, amely túl nagy anyagmennyiség ahhoz, hogy a pulzációs párinstabilitási mechanizmus nélkül létrejöjjön. Vagyis megállapítható, hogy habár mind a klasszikus, mind a radioaktív bomlás energiajárulékával kiegészített magnetár modell megfelelően képes leírni a robbanás fényességváltozását, de egyik leírásmod sem tud önkonzisztens magyarázattal szolgálni a felrobbanó objektum fizikai tulajdonságaira.

Végül megvizsgáltam, hogy a szülőcsillag kémiai összetételének figyelembe vétele okoz-e bármilyen megfigyelhető változást a radioaktív energiatermeléssel kibővített magnetár modell illesztési paramétereiben. Ennél az analízisnél arra kerestem a választ, hogy a magnetár modellek előbb említett problémája esetleg megoldható-e egy, a normál szupernóvától, eltérő kémiai összetétellel. Így az SN 2006gy fénygörbéjének újbóli leillesztésekor úgy állítottam be az egyes modellek opacitását és rekombinációs hőmérsékletét, hogy azok megfeleltethetők legyenek egy-egy adott kémiai összetételből álló maradvány tipikus értékeivel. Először megvizsgáltam, hogy a IIP típusú szupernóváknál használatos, hidrogénből és héliumból álló közeg ($T_{rec} \approx 7500$ K, $\kappa \approx 0,24$ cm²/g) milyen hatást gyakorol a szintetizált fénygörbére. Majd ugyanezt az analízist elvégeztem még két másik kémiai összetételre is, ahol egyrészt egy tisztán héliumból ($T_{rec} \approx 10000$ K, $\kappa \approx 0,2$ cm²/g), másrészt egy főleg oxigénből ($T_{rec} \approx 12000$ K, $\kappa \approx 0,1$ cm²/g) álló konfigurációt használtam. A 27. táblázat alapján megvizsgálva ezeket a mennyiségeket rögtön látszik, hogy a normál IIP típusú szupernóvákra jellemző opacitás és rekombinációs hőmérséklet nem okoz jelentős változást a fénygörbe menetében. Viszont, ahogy az a 34. ábra jobb paneljén is látszik, ha a rekombinációs hőmérséklet meghaladja a $10\,000$ K-t, akkor az ezzel összhangban csökkenő opacitás következtében a fényességváltozás maximuma és a felfényesedés időtartama is jelentősen megváltozik. Amennyiben az O-tartalmú modell esetén figyelembe vesszük a 3.4.2. fejezetben bemutatott $M_{ej} - \kappa$ korrelációk, akkor megállapítható, hogy a fénygörbe megfelelő illesztéséhez a robbanás során ledobott anyag tömegének biztosan kisebbnek kell lenni $16,0 M_\odot$ -nél, azaz M_{Ni}/M_{ej} arány itt biztosan nagyobb lesz, mint a másik két esetben. Vagyis ezen vizsgálat alapján elmondható, hogy a szülőcsillag nagy valószínűséggel nem egy főleg oxigénből álló objektum, hanem

egy hidrogén-, vagy héliumtartalmú csillag lehetett. Emellett az is látszik, hogy a kémiai összetétel csak extrém esetben változtatja meg a magnetár modell paramétereit, azaz a szuperfényes szupernóvák fényességváltozásának vizsgálatokor a kémiai elemek rekombinációjából származó energiátöbblet elhanyagolhatónak tekinthető a radioaktív bomlásból és a magnetár lefékeződéséből adódó energiákhoz képest, azaz sajnálatos módon nem a maradvány kémiai összetétele jelenti a megoldás kulcsát az előbbieken bemutatott problémára.



34. ábra. **Balra:** Az SN 2006gy bolometrikus fénygörbéjének összehasonlítása a legjobban illeszkedő magnetár modellekkel. A zöld grafikon a referenciagörbe, amely csak a magnetár energiatermelési mechanizmus felhasználásával készült. Ezzel szemben a másik két grafikon a a magnetár energiatermelés mellett a radioaktív bomlás energiajárulékát is figyelembe veszi: a fekete és a kék görbe a rekombináció nélküli, illetve a rekombináció alkalmazásával készült magnetár modelleket mutatja. **Jobbra:** Különböző rekombinációs hőmérsékletek hatása a szuperfényes szupernóvák fénygörbéjére.

5. Diszkusszió és végkövetkeztetések

Ebben a fejezetben a dolgozatomban vizsgált szupernóvák modellezése, és a szakirodalommal történő összevetése során feltárt összefüggéseket és a belőlük levonható következtetéseket igyekszem bemutatni. Különös hangsúlyt fektetek a magösszeomlással keletkező szupernóva-robbanások sebességbecslésére, és a tömeg-diszkrepancia vizsgálatára.

Ahogy azt az előző fejezetekben részletesen bemutattam, egy kétkomponensű konfiguráció elfogadható modelljéül szolgálhat minden dupla csúcsos szerkezetet mutató fénygörbével rendelkező (I Ib és I IP) szupernóva fényességváltozásának leírására. Ebben a modellezési sémában azzal a feltételezéssel éltem, hogy a maradvány mind a I Ib, mind a I IP típusú tranziensek esetén felosztható egy sűrű, belső magra és egy hidrogén dominálta, kis tömegű, külső burokra. Továbbá a fénygörbe szintetizálásánál kihasználtam, hogy az egyes komponensek fizikai paraméterei külön-külön is kiszámíthatóak. Ebben az esetben azonban a diffúziós közelítés alkalmazhatósága szempontjából elengedhetetlen, hogy a két komponens hozzájárulása jól elkülöníthető legyen (Kumar és mtsai, 2013). Ahhoz, hogy ez a feltétel teljesüljön, a fotonok diffúziós időskálájának jóval kisebbnek kell lennie a külső burokban, mint a belső magban. Ennek a kritériumnak a leellenőrzéséhez az előzőekben bemutatott összes szupernóva mindkét komponensre külön-külön meghatároztam a t_d értékét (lásd (39) egyenlet). Ezen számolások alapján a belső mag effektív diffúziós időskálája I IP típusú szupernóvákra átlagosan 80 - 100 nap, míg I Ib típusú társaikra nagyjából 20 nap lett. Emellett az is nyilvánvalóvá vált, hogy a belső mag illesztési paramétereiből meghatározott t_d mind a I IP, mind a I Ib típusú robbanások esetén legalább kétszerese a külső burok effektív diffúziós időskálájának. Vagyis az általam használt kétkomponensű modell kielégíti a szeparációs feltételt. Ennek következtében a fénygörbe első, gyorsan lecsengő szakaszának modellezésénél elegendő csak a lökéshullám által felfűtött, más energiaforrással nem rendelkező, hidrogénben gazdag burok adiabatikus hűlését figyelembe venni. Ezzel szemben, a második csúcs energetikai viszonyait a ^{56}Ni és a ^{56}Co radioaktív bomlása, valamint a rekombináció együttes hatása szabja meg. Mivel amikor ez a második felfényesedési fázis bekövetkezik, addigra a külső burok már jórészt szétoszlik, ezért a fénygörbe késői időszakában a burok komponens hatása gyakorlatilag elhanyagolhatóvá válik (lásd pl. 20. ábra), vagyis a radioaktív bomlás és a rekombináció hatása csak a mag komponensben lesz számottevő.

Mindezek ellenére a I IP modellek mégsem tekinthetők teljes mértékben önkonzisztensnek, mivel ezeknél a szupernóváknál a külső burok sugara csak néhányszorosa a belső mag méretének. Így ebben az esetben a radioaktív energiatermelési mechanizmus elhanyagolása a külső rétegekben nem tűnik egy teljesen védhető álláspontnak, ami azt jelenti, hogy a I IP típusú szupernóvák esetén a burok illesztési paraméterei csak nagyságrendileg tekinthetők helytállónak. Ennek ellenére a külső rétegek modellezése során kapott eredmények közelítőleg ugyanazt a paramétertartományt jelölik ki, mint ami Moriya és mtsai (2011) hidrid modellje alapján kijött a I IP szupernóvák körül található CSM tömegére. Ezzel szemben a I Ib típusú szupernóváknál a

mag és a burok sugara között egy nagyságrendi eltérés figyelhető meg, azaz itt a rekombináció és a radioaktív bomlás figyelmen kívül hagyása nem okoz ellentmondást a modellekben, aminek következtében nem meglepő, hogy mindkét komponens illesztési paraméterei jó egyezést mutatnak a mások által publikált értékekkel (Nakar és Sari, 2010).

Emellett a 4.1. és a 4.2. fejezetekben ismertetett illesztési paraméterekből az is megállapítható, hogy a IIP típusú szupernóvák szülőcsillagai kiterjedtebb burokkal ($R_0 \sim 10^{13}$ cm) rendelkeznek, amely jó összhangban van azzal az elképzeléssel, miszerint ezek a tranziensek vörös szuperóriás csillagok kollapszusakor jönnek létre. Másrészt az is látszik, hogy a IIP típusú robbanásokban a ledobott anyag tömege körülbelül egy nagyságrenddel nagyobb, mint a IIb szupernóvák modellezése során kapott M_{mag} értékek. Így ezek az egyszerű illesztések is alátámasztják azt az elképzelést, hogy a IIb és a IIP típusú szupernóvák szülőcsillagai eltérő fizikai tulajdonságokkal rendelkeznek (pl.: Woosley és mtsai, 1994; Heger et al., 2003).

Összességében tehát elmondható, hogy az előzőekben bemutatott kétkomponensű diffúziós modell teljes mértékben alkalmas IIP, illetve IIb típusú szupernóva-robbanások alapvető fizikai mennyiségeinek nagyságrendi meghatározásra, és ezáltal segíthet leszűkíteni a hidrodinamikai modellezéshez szükséges paramétertartományt is. Ráadásul ez a konfiguráció a belső mag és a külső burok együttes használatával képes leilleszteni a fénygörbét egészen a lökéshullám lecsatolódását követő hűlési szakasztól a nebuláris fázis végéig. Ennek a fél-analitikus modellnek egy másik nyilvánvaló előnye, hogy egy ilyen kód számolási igénye sok nagyságrenddel kisebb, mint bármely hidrodinamikai programcsomagé. Számszerűleg ez azt jelenti, hogy míg egy Core-i7 CPU esetén az LC2 kód nagyjából 2 perc alatt lefut, addig ugyanezen a gépen az SNEC hidrodinamikai programcsomagnak körülbelül 10 órára van szüksége a részletes számítások elvégzéséhez.

Azonban az előbbiekben tárgyalt előnyök ismeretében sem szabad elfelejteni, hogy egy ilyen egyszerű diffúziós-rekombinációs modell számos kisebb-nagyobb ellentmondással küzd. Vegyük csak például az a feltételt, miszerint a teljes szupernóva-maradvány leírható egyetlen konstans opacitással. Habár ez a közelítés elengedhetetlen az alapegyenletek egyszerűsítése szempontjából, mégis azzal a következménnyel jár, hogy az opacitás elveszti fizikai jelentését és a modellben már csak, mint egy illesztési paraméter fog szerepelni. Viszont a Thompson-szórásból származó opacitás helyes megválasztása esetén mégis lehetőség nyílik arra, hogy a robbanás során ledobódott anyag kémia összetételét valamelyest figyelembe vegyük. Ehhez nyújtanak némi támpontot az SNEC hidrodinamikai modell alapján meghatározott átlagos opacitások (lásd 3.4.1 fejezet), amelyek rendkívül jó egyezést mutatnak a szakirodalomban gyakran használt κ értékekkel. Ezenkívül a fénygörbék illesztésére alkalmas modellek pontosságát a robbanási időpont bizonytalansága is limitálja. Természetesen ez alól a fentebb bemutatott kétkomponensű modell sem tekinthető kivételnek, ahol 7 nap eltérés a robbanás időpontjában akár 5 - 50 %-os relatív hibát is okozhat az egyes fizikai mennyiségek értékeiben. Az itt felsorolt problémák ellenére egy egyszerű, fél-analitikus modell is alkalmas és hasznos eszköz lehet a magösszeomlással keletkező szupernóvák előzetes tanulmányozására és a robbanások

paramétereinek nagyságrendi meghatározására. Ennek az állításnak az igazolására elég csak megnézni az általam kapott illesztési eredmények és a szakirodalomban fellelhető hidrodinamikai számításokból származtatható értékek összehasonlítását (4.1 és 4.2. fejezet).

5.1. Kollapszár szupernóva-robbanások sebessége

Habár a szupernóvák fénygörbéje rengeteg információt hordoz a tranziens természetéről, de a robbanás számos tulajdonsága (pl.: kémiai összetétel, tágulási sebesség) csak spektroszkópiai vizsgálatok révén ismerhető meg. Sajnálatos módon azonban nem minden szupernóva esetén áll rendelkezésre megfelelő felbontású spektrum, aminek következtében a maradvány fizikai jellemzői csak és kizárólag a fényességváltozás menete alapján becsülhetők meg. Ezért célszerű megvizsgálni, hogy például a spektroszkópiai mérésekből meghatározott tágulási sebességek hogyan viszonyulnak a fénygörbe modellezése során kapott értékekhez. Ehhez az analízishez minden egyes eddig bemutatott kollapszár szupernóva esetén minkét komponensre meghatároztam a robbanás maximális tágulási sebességét a (95) egyenlet segítségével. Ezután az így kiszámolt sebességértékeket összehasonlítottam a szakirodalomban fellelhető mérési adatokkal. Itt azonban fontos megjegyezni, hogy a tágulási sebesség nem mérhető közvetlenül, ezért azazal a közelítéssel éltem, hogy a spektrumokból meghatározható fotoszférikus sebességek (v_{ph}) közelítőleg megegyeznek a v_{exp} értékekkel (lásd pl.: Wheeler, Johnson és Clocchiatti, 2015).

28. táblázat. Kollapszárok burok komponensének sebessége

Szupernóva	v_{burok} [10^3 km s^{-1}]	v_{ph} [10^3 km s^{-1}]	Referencia
SN 1987A	28.3	~ 30.0	1
SN 2004et	15.7	~ 14.0	2
SN 2012A	16.2	~ 10.0	3
SN 2012aw	14.2	~ 12.0	4

Hivatkozások(1) Hauschildt & Ensmann (1994), (2) Utrobin és Chugai (2009), (3) Tomasella és mtsai (2013), (4) Bose és mtsai (2013).

Munkám során először azokat a szupernóvákat vizsgáltam meg, ahol rendelkezésre álltak a robbanás korai fázisából is spektroszkópiai mérések (28. táblázat). Ebben a korai időszakban ugyanis a fotoszféra még a táguló maradvány külső rétegeiben helyezkedik el (Moriya és mtsai, 2011), vagyis ilyenkor a v_{ph} -nak jó közelítéssel meg kell egyeznie a kétkomponensű modell külső burkának tágulási sebességével (v_{burok}). Ezt követően a késői (nem sokkal a maximum utáni) spektrumokból meghatározható fotoszférikus sebességeket összevettem a belső mag (v_{mag}) expanziós sebességeivel (29. táblázat).

A 28. és a 29. táblázat értelmezésénél fontos szem előtt tartani, hogy a fénygörbe modellezésből meghatározott tágulási sebességek értéke némiképp bizonytalan. Ennek legfőbb oka, hogy a ledobott anyag tömege és a robbanás kinetikus energiája között korreláció áll fenn

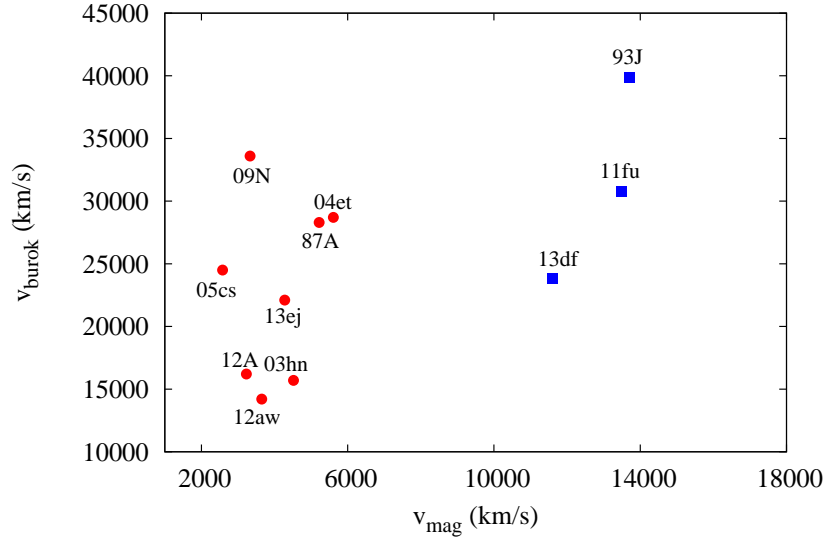
29. táblázat. Kollapszárók mag komponensének sebessége

Szupernóva	v_{mag} [10^3 km s^{-1}]	v_{ph} [10^3 km s^{-1}]	Referencia
SN 1993J	13.7	~ 14.0	1
SN 2011fu	13.5	13.0 - 14.0	2
SN 2013df	11.6	10.8	3
SN 1987A	5.22	2.0 - 3.5	4
SN 2004et	4.25	3.3 - 3.6	5
SN 2005cs	2.58	1.0 - 1.5	6
SN 2009N	3.33	2.5 - 3.0	7
SN 2012A	3.23	~ 3.0	8
SN 2012aw	3.65	3.4 - 3.6	9
SN 2013ej	4.28	~ 4.6	10

Hivatkozások(1) Bartel és mtsai (2002), (2) Morales-Garoffolo és mtsai (2015), (3) Szalai és mtsai (2016), (4) Larsson és mtsai (2013), (5) Maguire és mtsai (2010), (6) Pastorello és mtsai (2009), (7) Takáts és mtsai (2014), (8) Tomasella és mtsai (2013), (9) Bose és mtsai (2013), (10) Huang és mtsai (2015).

(lásd 3.3. fejezet). Ennek következtében figyelembe kell venni, hogy a modellből származtatott sebességek szisztematikus hibával terheltek, azaz értékük csak egy kettes szorzón belül határozható meg. Mindezeket a körülményeket tekintetbe véve megállapítható, hogy a 28. és a 29. táblázatban szereplő fotoszferikus sebességek elfogadható egyezést mutatnak az illesztési paraméterekből meghatározott értékekkel.

A mért és számolt sebességek összehasonlításán túl, ellenőriztem, hogy megfigyelhető-e bármilyen korreláció a v_{mag} és a v_{burok} mennyiségek között. Ahogy ezt a 35. ábra is mutatja, a sebességtérben a IIP, illetve a IIb típusú szupernóvák szignifikánsan elkülönülnek egymástól. Továbbá megfigyelhető az is, hogy a IIb típusú robbanások mindkét komponense nagy sebességgel rendelkezik, míg a IIP típusú tranziensek esetén csak a v_{burok} képes jelentősebb sebességek elérésére. A v_{mag} ezen eltérő tulajdonságának magyarázatát a belső mag illesztési paramétereiben, különösen az M_{ej} és az E_{kin} értékeiben, kell keresni. Megvizsgálva ezeket a mennyiségeket rögtön látszik, hogy a robbanás mozgási energiája mindkét szupernóvaosztály esetén hasonló nagyságrendbe esik, azonban az M_{ej} értékekben jelentős eltérések mutatkoznak. Mivel a IIP típusú szupernóvánál a ledobott anyag tömege körülbelül egy nagyságrenddel nagyobb, mint IIb típusú társaiknál, ezért nem meglepő módon a IIP típusú tranziensek tágulási sebességei nem képesek még csak megközelíteni sem a IIb-k v_{mag} értékeit.

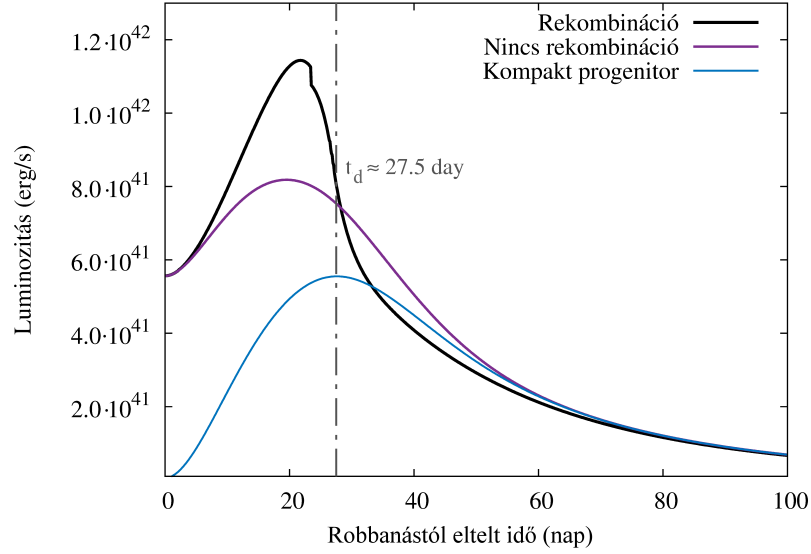


35. ábra. IIP (piros körök) és IIb (kék négyzetek) típusú szupernóvák tágulási sebességei

5.2. Tömeg-diszkrepancia vizsgálata

Az 1.4.4 fejezetben felvázolt tömeg-diszkrepancia (Wheeler, Johnson és Clocchiatti, 2015) egyike a szakterület máig megoldatlan problémáinak. Az SN 2013df szupernóva-robbanás fénygörbéjének modellezése során azonban sikerült némi előrelépést elérnem ennek az ellentmondásnak a feloldása érdekében. Először is a 4.1.3 fejezetben bemutatott analízis kapcsán az derült ki, hogy a kobalt bomlása során keletkező gamma-fotonok mellett a pozitronok megfelelő kezelése fontos szerepet játszhat a késői fénygörbe kialakulásában. Ugyanis, ha csak a gamma-szivárgás karakterisztikus idejét határozzuk meg, akkor a T_0 paramétert jelentősen fölülbecsüljük, ami így természetesen növeli az M_{ej} értékét.

Emellett a tömeg-diszkrepancia feloldásához az a tény is hozzájárulhat, hogy a ledobott anyag tömegét és a robbanás kinetikus energiáját az SN 2013df esetén a korai fénygörbe illesztése alapján határoztam meg, nem pedig a második csúcs felfutási ideje alapján (lásd (52) - (53) egyenletek). Ennek azért lehet szerepe, mert mint ahogy az a 36. ábrán is látszik, az a feltétel, hogy $t_r = t_d = \sqrt{2t_a t_h}$ csak kompakt szülőcsillaggal ($R_0 \lesssim 10^{11}$ cm) rendelkező (Ib/c) objektumokra teljesül, azaz IIb típusú szupernóva-robbanásoknál ez a közelítés már nem alkalmazható. Ennek az az oka, hogy a IIb típusú transziensek esetén a maradványban lejátszódó rekombinációs folyamatok következtében az effektív diffúziós időskála megnő (Arnett és Fu, 1989; Nagy és Vinkó, 2016). Vagyis ha továbbra is azzal a feltevessel élünk, hogy az effektív diffúziós időskála és a felfényesedési idő megegyezik egymással, akkor jelentősen túlbecsüljük mind az M_{ej} , mind az E_{kin} értékét. Számszerűsítve ez azt jelenti, hogy például az SN 2013df illesztési paraméteriből $t_d = 27,5$ nap adódik, ami szignifikánsan eltér a szupernóva fénygörbéje alapján meghatározható felfényesedési időtartamtól ($t_p \approx 22$ nap). Amennyiben mindkét értékkel kiszámoljuk a robbanás során ledobott anyag tömegét, akkor rendre 2,64 és 1,69 M_\odot jön ki, ami egyébiránt $\sim 56\%$ -os relatív elérésnek felel meg.



36. ábra. t_p és t_d összehasonlítása kompakt progenítorral (kék görbe), illetve kiterjedt burokkal rendelkező rekombinációs (fekete görbe) és/vagy diffúziós (lila görbe) modellek esetén.

Habár ezen megfontolások alapján a IIb típusú SN 2013df korai- és a késői fénygörbéjének illesztése hibahatáron belül egyező tömegeket szolgáltatott (Szalai és mtsai, 2016), valószínűleg egyéb, eddig feltáratlan, folyamatok is közre játszanak a tömeg-diszkrepancia kialakulásában. Emellett azt sem szabad figyelmen kívül hagyni, hogy Ib/c típusú szupernóvákra a $t_p \approx t_d$ feltétel jó közelítéssel teljesül, azaz ezeknél az objektumoknál a felfényesedési időből becsült tömegek sokkal kisebb hibával terheltek, mint a IIb típusú robbanások esetén. Tehát elmondható, hogy az itt bemutatott újszerű módszerekkel ugyan sikerült az SN 2013df-hez hasonló szupernóvák esetén csökkenteni a fényességváltozás különböző fázisaiból meghatározható tömegek között megfigyelhető különbségeket, azonban ez az ellentmondás az Ib/c robbanásokra továbbra is fennáll (Wheeler, Johnson és Clocchiatti, 2015).

Összefoglalás

Habár az égboltfelmérő programoknak köszönhetően a felfedezett és nyomon követett szupernóvák száma évről évre növekszik, a robbanások fizikájával kapcsolatban még mindig sok a megválaszolatlan kérdés. Ennek legfőbb oka az, hogy ezek a tranziensek általában nagyon távoli galaxisokban bukkannak fel, és ezáltal csak ritkán van lehetőség a felrobbanó objektumok beazonosítására. Ezért a szupernóva-robbanások fizikai paramétereinek meghatározása általában csak közvetett módon, például a fénygörbe menetének számítógépes modellezésével lehetséges. Noha az elmúlt évtizedekben a szupernóvák fényességváltozásának vizsgálatára számos hidrodinamikai kód látott napvilágot, az egyszerű, fél-analitikus modellek használata is teljesen elfogadott a szakirodalomban.

Doktori ösztöndíjasként elsősorban olyan szupernóva-robbanások fénygörbéjének modellezésével foglalkoztam, amelyek nagy tömegű csillagok ($M > 8 M_{\odot}$) vasmagjának összeomlásakor keletkeztek. Ezek közül is különös figyelmet fordítva azokra a IIP, illetve IIb típusú objektumokra, amelyek fényességváltozása úgynevezett dupla csúcsos szerkezetet mutat. Elméleti megfontolások alapján ilyenkor a fénygörbe első, gyorsan lecsengő szakaszát a lökéshullám lecsatolódásakor felfűtött maradvány adiabatikus hűlése okozza, míg a második fényességmaximumot a radioaktív elemek bomlása és a rekombinációs folyamatok együttesen határozzák meg. Ennek következtében ilyen két felfényesedési szakasszal rendelkező IIb típusú szupernóvák esetén általánosan elfogadott az a konfiguráció, hogy a maradvány két komponensre (egy belső, sűrű magra és egy külső, kis tömegű burokra) osztható. Mivel néhány IIP típusú robbanás fénygörbéje a IIb-khez hasonló dupla csúcsos szerkezetet mutat, ezért úgy gondoltam, hogy egy kétkomponensű modell használata ebben az esetben is helytálló lehet.

Munkám során az volt a célom, hogy meghatározzam az ilyen jellegzetes fénygörbével rendelkező kollapszár szupernóvák legfontosabb fizikai paramétereit (R_0 , M_{ej} , E_{SN} , M_{Ni}). Ennek az analízisnek az elvégzéséhez Arnett és Fu (1989) diffúziós-rekombinációs modelljét általánosítottam, majd ennek alapján létrehoztam egy szupernóvák fénygörbéjének illesztésére alkalmas fél-analitikus kódot (LC2). Az eredeti modellhez hasonlóan az általam használt leírás-mód is gömbszimmetrikus maradványt, homológ tágulást és konstans opacitást feltételez, viszont az exponenciális sűrűségprofilon kívül képes hatványfüggvény alakú sűrűségeloszlás kezelésére is. A kód egy másik igen fontos előnye, hogy szuperfényes szupernóvák fényességváltozásának modellezésre is lehetőséget kínál, mivel a radioaktív energiatermelés és a rekombináció hatásán kívül a robbanás során kialakuló magnetár mágneses fékeződéséből származó többletenergiát is képes figyelembe venni.

Mivel a dolgozatomban bemutatott kétkomponensű modell számos közelítés és egyszerűsítést tartalmaz, ezért munkám során igyekeztem részletesen megvizsgálni azokat a fizikai folyamatokat, amelyek figyelmen kívül hagyása potenciális hibaforrásként jelentkezhet a fénygörbék szintetizálása során. Így először a paraméterek korrelációját vettem górcső alá, amely alapján megállapíthatóvá vált, hogy habár a robbanást leíró fizikai mennyiségek közül csak négy (T_{rec} ,

M_{Ni} , α , n) tekinthető függetlennek, a legjelentősebb korreláció mégis az M_{ej} és a κ között áll fenn. Ezt követően részletesen megvizsgáltam a konstans opacitás feltétel következményeit. Erre azért van szükség, mivel a kétkomponensű modell egyik szignifikáns egyszerűsítése az, hogy a maradvány opacitását a Thompson-szórásból határozzuk meg. Így a robbanás során ledobott anyag kémiai összetételének közelítőleges figyelembe vétele alapvetően csak a κ értékének helyes megválasztásával lehetséges. Ezért mind IIP, mind IIb típusú robbanások esetén megbecsültem ezeket az átlagos opacitások az SNEC (Morozova és mtsai, 2015) hidrodinamikai kód segítségével. Az így kapott eredményekből pedig arra a következtetésre jutottam, hogy az SNEC által szolgáltatott κ értékek, amelyek hibahatáron belül megegyeznek a szakirodalomban használatos mennyiségekkel, felhasználhatóak a tényleges mérési adatok illesztésénél. Végül pedig egy-egy tesztobjektum (SN 1993J, SN 2004et) segítségével elemeztem, hogy a robbanási időpont bizonytalansága milyen hatással van a kétkomponensű modell illesztési paramétereire. Ezen vizsgálat során azt kaptam, hogy akár már 7 nap különbség is jelentős befolyással (5 - 50%) van az egyes mennyiségekre.

A potenciális hibaforrások feltárását követően tényleges mérési adatokon is teszteltem a kétkomponensű modellt. Ehhez összesen 11 darab IIP, illetve IIb típusú tranziens fénygörbét használtam fel. Az illesztés mellett, ahol csak lehetőség volt rá, elvégeztem az LC2 kód által szolgáltatott paraméterek összehasonlítását a szakirodalomban publikusan elérhető eredményekkel. Ebből pedig arra a következtetésre jutottam, hogy az általam fejlesztett egyszerű, fél-analitikus modell is alkalmas lehet a kollapszár szupernóva-robbanásokra jellemző fizikai mennyiségek nagyságrendi meghatározására. Emellett az SN 2013df korai- és késői fénygörbéjének vizsgálatából az is kiderült, hogy IIb típusú robbanások esetén a tömeg-diszkrepancia mérsékelhető, ha a nebuláris fázis illesztésekor a gamma-szivárgás mellett a pozitronok hatását is figyelembe vesszük.

Summary

Scientific background

Core-collapse supernovae (CCSNe) are believed to originate from the death of massive stars ($M > 8M_{\odot}$), however the different types of these explosions represent different progenitor properties, such as radii, ejecta mass and mass-loss history (e.g., Heger et al. 2003). Due to these observable heterogeneities, the mass-loss may be an important parameter to identify the type of the SN: stars having larger initial masses tend to lose their H-rich envelope, leading to Type IIb, or Type Ib/Ic transients, unlike the lower mass progenitors which may produce Type IIP SNe. On the other hand, interaction with a binary companion may also play an important role in determining the specific chemical composition of transitional objects, such as Type IIb SNe (e.g., Eldridge et al. 2008; Smartt et al. 2009).

Type IIP supernovae probably originate from red supergiant progenitor stars (Chugai et al. 2007; Moriya et al. 2011). The light curve of these events are characterized by a plateau phase with a duration of about 80-120 days (e.g., Hamuy 2003; Dessart & Hillier 2011) caused by hydrogen recombination, and a quasi-exponential tail determined by the radioactive decay of ^{56}Co (Arnett 1980, Maguire et al. 2010). On the other hand, the Type IIb SNe are transitional objects between Type II and Ib explosions, showing strong H and weak He features shortly after the explosion, but the H features weaken and the He lines get stronger at later phases. The weakness of the H features at late epochs can be explained by considerable mass-loss from the progenitor star, which causes the stripping of the outermost layer of the hydrogen envelope just before the explosion. The most important characteristic feature of the Type IIb light curves is the decline rate at late phases, which is powered by the radioactive decay of ^{56}Co and the thermalization efficiency of the gamma-rays and positrons produced by the decay processes.

There are some CCSNe, especially Type IIb ones, where the effect of the shock wave that propagates through the envelope of the progenitor star can be seen. These transient show double-peaked light curves, where the first peak is thought to be dominated by the adiabatic cooling of the shock-heated envelope, while the second peak is determined by the radioactive decay of ^{56}Ni and ^{56}Co (e.g., Nakar & Piro 2014). As the double-peaked structure may be explained by assuming a progenitor with an extended, low-mass ejecta (Woosley et al., 1994), and the light curve of such a SNe can be modeled by a two-component configuration (Bersten et al., 2012; Kumar et al., 2013). In this scenario the ejecta is divided into two parts: a compact dense core and a more extended, low-mass outer envelope (or shell) on the top of the core.

Note that some Type IIP SNe also show a faster declining phase, which is similar to the first peak in Type IIb LCs. Thus, the two-component ejecta configuration can be a possible solution for modeling the entire LC of these events, however, in this case the initial radii of the components have the same order of magnitude. So, within this context the shell may represent the outermost part of the stellar atmosphere or a low-mass CSM, which is ejected just before the explosion.

Results

To estimate the physical properties of different types of CCSNe showing double-peaked structure, I generalize the semi-analytic LC model presented by Arnett & Fu (1989), which assumes a homologously expanding, spherically symmetric ejecta structure. This model is able to create a large variety of SN light curves depending on the choice of the initial model parameters, such as the ejected mass (M_{ej}), the initial radius of the progenitor (R_0), the total explosion energy (E_{SN}), and the mass of the synthesized ^{56}Ni (M_{Ni}). While fitting the entire LCs of these SNe, I apply a two-component configuration where both components have a common center, but the more massive inner region has a constant density profile, while the low-mass outer envelope mimics the density distribution of a steady-state stellar wind with a power-law ($n = 2$) gradient. In this model, the energy loss driven by radiation transport is managed by the diffusion approximation, while the luminosity is determined by the energy release due to radioactive decay and recombination. The advantage of this two-component configuration is that it allows to separate the diffusion equation on both components (Kumar et al., 2013), if the photon diffusion time scale is much lower in the outer shell than the inner core. Thus, we are able to fit independently the early and the late time LC, and, as a consequence, we can also assume that the first peak of the bolometric LC is determined by the physical properties of the shell component, while the late time epochs only depend on the parameters of the inner core.

Note that there are a number of caveats in the simple diffusion-recombination model applied in my calculations. One of the strongest simplification is the assumption of the constant Thompson-scattering opacity (κ), which can be considered as the average opacity of the ejecta. Although this approximation simplifies the diffusion equations and helps to separate the time and space dependence of the basic physical properties such as density or temperature, the used opacity loses its physical meaning and becomes only a fitting parameter, which naturally limits the reliability of the inferred model parameters. But, if we choose an appropriate opacity value, we are able to predict the approximate chemical composition of the supernova ejecta. To estimate the proper average opacity for Type IIP and Type IIb SNe, I synthesized the LC of these events with the hydrodynamic code SNEC (Morozova et al., 2013). After that I integrated the calculated Rosseland mean opacity from SNEC, and finally determined the average κ values for both the cooling and the photospheric phase. From this calculation I realized that the average opacities from the SNEC hydrodynamic model show adequate agreement with the frequently used opacities in literature and also with our applied opacity values.

Another limitation of the two-component model is the uncertainty of the explosion date, which may cause 5 - 50 % relative errors in the derived physical parameters. Furthermore, the parameter correlations, especially the one between κ and M_{ej} , may have a major role to explain the observable discrepancies between the ejected masses derived from hydrodynamic calculation and semi-analytic models.

Despite of these issues, this simple semi-analytic model can be an appropriate tool to fit

the double-peaked light curve of both Type IIb and Type IIP SNe. To verify this statement I estimated the initial parameters of 11 SNe (including Type IIP and Type IIb events) by fitting their LCs with the two-component ejecta configuration. After that I compared all of these calculated properties with the available values determined by several authors in the literature. Although some major differences can be noticed between the published results (especially in M_{ej}) and my fits, the calculated parameters are in the same order-of-magnitude. Thus, the two-component semi-analytic model may be a useful tool for deriving order-of-magnitude estimates for the basic parameters of Types IIP and IIb SNe, which can be used to narrow the parameter regime in more detailed and time consuming simulations. Moreover, results from SN 2013df seems to resolve the ejecta mass discrepancy inferred from the early- and late-time light curves of stripped envelope SNe (Wheeler et al. 2016) by taking into account the positron deposition during the light-curve tail fitting.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Dr. Vinkó Józsefnek, aki az évek során hasznos tanácsaival és építő jellegű kritikáival segített megtenni az első lépéseket az igazi kutatóvá válás felé; és akinek köszönhetően lehetőségem nyílt bekapcsolódni egy nemzetközi szinten elismert kutatási témába. A közös munka során mind szakmailag, mind emberileg rengeteget tanultam tőle, amiért nagyon hálás vagyok.

Szintén köszönettel tartozom Craig Wheeler professzor úrnak, aki a Texasi Egyetemen tett 3 hetes látogatásom során számos érdekes, bár elsőre kissé képtelennek tűnő, ötlettel segítette a kutatómunkámat, és a vele folytatott tudományos együttműködés azóta is igen gyümölcsözőnek bizonyult.

Szintén nagyon hálás vagyok Manos Chatzopoulosnak, aki a Texasi Egyetemen tett tanulmányutam során segített kiismerni magam az egyetemen és környékén, valamint nem kis munka árán megtanította nekem a MESA csillagfejlődési programcsomag működésének alapjait.

Külön köszönetemet szeretném kifejezni középiskolai fizikatanáromnak, Zimmermann Pálnak, aki megszerettette velem a fizikát, és aki a nyári táborok alkalmával megmutatta, hogy a csillagászat nem pusztán a távcsöves megfigyelésekből áll, hanem sokkal inkább az Univerzum matematikai megismerésével hozható kapcsolatba.

Ezenkívül szeretnék köszönetet mondani szüleimnek és nagyszüleimnek, akik tanulmányaim alatt végig biztattak és mindig mindenben támogattak.

Végül, de nem utolsó sorban köszönettel tartozom az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék vezetőségének és az SZTE Fizika Doktori Iskolájának, hogy biztosították a munkavégzésemhez szükséges körülményeket. Kutatómunkámat közvetlenül az OTKA NN 107637 pályázat, valamint a TÁMOP-4.2.2/B-10/1-2010-0012 és a TÁMOP-4.2.2.B-15/1/KONV-2015-0006 azonosítószámú projektek támogatták (a projektek az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósultak meg).

Hivatkozások

- Abdikamalov, E., Ott, C. D., Radice, D., Roberts, L. F., et al., 2015, *ApJ*, 808, 70
- Agnoletto, I., Benetti, S., Cappellaro, E., Zampieri, L., et al., 2009, *ApJ*, 691, 1348
- Arcavi, I., Gal-Yam, A., Kasliwal, M. M., Quimby, R. M., et al., 2010, *ApJ*, 721, 777
- Arnett, W. D., 1980, *ApJ*, 237, 541
- Arnett, W. D., 1982, *ApJ*, 253, 785
- Arnett, W. D., Bahcall, J. N., Kirshner, R. P., Woosley, E. S., 1989, *ARA&A*, 27, 629
- Arnett, W. D., & Fu, A., 1989, *ApJ*, 340, 396
- Bartel, N., Bietenholz, M. F., Rupen, M. P., Beasley, A. J., et al., 2002, *ApJ*, 581, 404
- Bersten, M. C., Benvenuto, O., & Hamuy, M., 2011, *ApJ*, 729, 61
- Bersten, M. C., Benvenuto, O. G., Nomoto, K., Ergon, M., et al., 2012, *ApJ*, 757, 31
- Bessell, M. S., Castelli, F., & Plez, B., 1998, *A&A*, 333, 231
- Blinnikov, S., & Bartunov, O. S., 1993, *A&A*, 273, 106
- Blinnikov, S., & Popov, D. V., 1993, *A&A*, 274, 775
- Blinnikov, S. I., Eastman, R., Bartunov, O. S., Popolitov, V. A., et al., 1998, *ApJ*, 496, 454
- Blinnikov, S., Lundqvist, P., Bartunov, O., Nomoto, K., et al., 2000, *ApJ*, 532, 1132
- Bose, S., Kumar, B., Sutaria, F., Kumar, B., et al., 2013, *MNRAS*, 433, 1871
- Bose, S., Sutaria, F., Kumar, B., Chetna, D., et al., 2015, *ApJ*, 806, 160
- Bowers, R., & Deeming, T., 1984, *Astrophysics I: Stars* (Jones and Bartlett Publishers, Sudbury)
- Carroll, B. W., & Ostlie, D. A., 2007, *An Introduction to modern astrophysics* (Pearson Addison-Weasley, San Francisco)
- Cassisi, S., Potekhin, A. Y., Pietrinferni, A., Catelan, M., et al., 2007, *ApJ*, 661, 1094
- Cenko, S. B., Clubb K. I., Zeng W., Kelly P. L., et al., 2013, *CBET*, 3557, 1
- Chatzopoulos, E., Wheeler, J. C., & Vinkó, J., 2012, *ApJ*, 746, 121
- Chatzopoulos, E., Wheeler, J. C., Vinkó, J., Horváth, Z. L., et al., 2013, *ApJ*, 773, 76
- Chatzopoulos, E., Wheeler, J. C., & Couch, S. M., 2013, *ApJ*, 776, 129

- Chevalier, R. A., & Fransson, C., 2001, Supernova interaction with a circumstellar medium. In *Supernovae and Gamma-Ray Bursts* (Springer - Verlag, Berlin, Heidelberg)
- Chugai, N. N., Chevalier, R. A., & Utrobin, V. P., 2007, *ApJ*, 662, 1136
- Ciabattari, F., Mazzoni, E., Jin, Z., Gao, X., et al., 2011, *CBET*, 2827, 1
- Ciabattari, F., Mazzoni, E., Donati, S., Petroni, G., et al., 2013, *CBET*, 3557, 1
- Clocchiatti, A., & Wheeler, J. C., 1997, *ApJ*, 491, 375
- Colgate, S.A., Petschek, A.G., & Kriese, J.T., 1980, *ApJL*, 237, 81
- Couch, S. M., & Ott, C. D., 2015, *ApJ*, 799, 5
- Dall’Ora, M., Botticello, M. T, Pumo, M., Zampieri, L., et al., 2014, *ApJ*, 787, 139
- Dessart, L., & Hillier, D. J., 2011, *MNRAS*, 410, 1739
- Dessart, L., Waldman, R., Livne, E., Hillier, D. J., et al., 2013, *MNRAS*, 428, 3227
- Dhungana, G., Vinko, J., Wheeler, J. C., Silverman, J. M., et al., 2013, *CBET*, 3609, 4
- Dhungana, G., Kehoe, R., Vinkó, J., Silverman, J. M., et al., 2016, *ApJ*, 822, 6
- Dolence, J. C., Burrows, A., Murphy, J. W., Nordhaus, J., 2013, *ApJ*, 765, 110
- Eastman, R. G., Woosley, S. E., Weaver, T. A., Pinto, P. A., 1994, *ApJ*, 430, 300
- Eggleton, P. P., 1983, *ApJ*, 268, 368
- Eldridge, J. J., Izzard, R. G., & Tout, C. A., 2008, *MNRAS*, 384, 1109
- Evans, R., 2003, *IAU Circ.*, 8186
- Fagotti, P., Dimai, A., Quadri, U., Strabla, L., et al. 2012, *CBET*, 3054, 1
- Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Allard, F., Barman, T., et al., 2005, *ApJ*, 623, 585
- Fernández, R., 2015, *MNRAS*, 452, 2071
- Filippenko, A. V., 1997, *ARA&A*, 35, 309
- Fraser, M., Maund, J. R., Smart, S. J., Kotak, R., et al., 2014, *MNRAS*, 439, 56
- Freedman, W. L., Hughes, S. M., Madore, B. F., Mould, J. R., et al., 1994, *ApJ*, 427, 628
- Gal-Yam, A., Arcavi, I., Ofek, E. O., Ben-Ami, S., et al., 2014, *Nature*, 509, 7501, 471
- Glebbeeck, E., Gaburov, E., de Mink, S. E., Pols, O. R., et al., 2009, *A&A*, 497, 255

Grassberg, E. K., Imshennik, V. S., & Nadyozhin, D. K., 1971, *Ap&SS*, 10, 28

Grassberg, E. K., & Nadyozhin, D. K., 1976, *Ap&SS*, 44, 409

Hamuy, M., 2003, *ApJ*, 582, 905

Hatano, K., Branch, D., Fisher, A., Millard, J., et al. 1999, *ApJS*, 121, 233

Hauschildt, P., & Ensmann, L. M., 1994, *ApJ*, 424, 905

Heger, A., & Woosley, S. E., 2002, *ApJ*, 567, 532

Heger, A., Fryer, C. L., Woosley, S. E., Langer, N., et al., 2003, *ApJ*, 591, 288

Huang, F., Wang, X., Zhang, J., Brown, P. J., et al., 2015, *ApJ*, 807, 59

Imshennik, V. S., & Popov, D. V., 1992, *AZh*, 69, 497

Kasen, D., & Bildsten, L., 2010, *ApJ*, 717, 245

Kim, M., Zheng, W., Li, W., Filippenko, A. V., et al., 2013, *CBET*, 3606, 1

Kloehr, W., 2005, *IAU Circ.*, 8553, 1

Krisciunas, K., Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Espinoza, J., et al., 2009, *AJ*, 137, 34

Kumar, B., Pandey, S. B., Sahu, D. K., Vinkó, J., et al., 2013, *MNRAS*, 431, 308

Kumar, B., Pandey, S. B., Eswaraiah, C., Gorosabel, J., et al., 2014, *MNRAS*, 442, 2

Kunkel, W., & Madore, B., 1987, *IAU Circ.*, 4316, 1

Larsson, J., Fransson, C., Kjaer, K., Jerkstrand, A., et al., 2013, *ApJ*, 768, 89

Leahy, D., & Ouyed, R., 2008, *MNRAS*, 387, 1193

Leaman, J., Li, W., Chornock, R., Filippenko, A. V., 2011, *MNRAS*, 412, 1419

Lejeune, T., & Schaerer, D., 2001, *A&A*, 366, 538

Litvinova, I. Y., & Nadyozhin, D. K., 1983, *Ap&SS*, 89, 89

Litvinova, I. Y., & Nadyozhin, D. K., 1985, *SvAL*, 11, 145

Maeda, K., Hattori, T., Milisavljevic, D., Folatelli, G., et al., 2015, *ApJ*, 807, 35

Maguire, K., Carlo, E. D., Smartt, S. J., Pastorello, A., et al., 2010, *MNRAS*, 404, 981

Matthews, K., Neugebauer, G., Armus, L., Soifer, B. T., 2002, *AJ*, 123, 753

Metzger, B. D., Margalit, B., Kasen, D., Quataert, E., 2015, MNRAS, 454, 3311

Milne, P. A., The, L. S., Leising, M. D., 1999, ApJS, 124, 503

Morales-Garoffolo, A., Elias-Rosa, N., Benetti, S., Taubenberger, S., et al., 2014, MNRAS, 445, 1647

Morales-Garoffolo, A., Elias-Rosa, N., Bersten, M., Jerkstrand, A., et al., 2015, MNRAS, 454, 95

Moriya, T., Tominaga, N., Blinnikov, S. I., Baklanov, P. V., et al., 2011, MNRAS, 415, 199

Morozova, V., Piro, A. L., Renzo, M., Ott, C. D., et al., 2015, ApJ, 814, 63

Moore, B., Newton, J., & Puckett, T., 2012, CBET, 2974, 1

Mösta, P., Richers, S., Ott, C. D., Haas, R., et al., 2014, ApJ, 785, 29

Mould, J. R., Huchra, J. P., Freedman, W. L., Kennicutt, R. C., et al., 2000, ApJ, 529, 786

Nagy, A. P., Ordasi, A., Vinkó, J., Wheeler, J. C., 2014, A&A, 571, 77

Nagy, A. P., & Vinkó, J., 2016, A&A, 589, 53

Nakano, S., Kadota, K., & Buzzi, L., 2009, CBET, 1670, 1

Nakar, E., & Piro, A. L., 2014, ApJ, 788, 193

Nakar, E., & Sari, R., 2010, ApJ, 725, 904

Nomoto, K., Shigeyama, T., & Hashimoto, M., 1987, ESOC, 26, 325

Nugis, T., & Lamers, H.J.G.L.M., 2000, A&A, 360, 227

Otsuka, M., Maxner, M., Panagia, N., Fabbri, J., et al., 2012, ApJ, 744, 26

Paczynski, B., 1983, ApJ, 267, 315

Pastorello, A., Valenti, S., Zampieri, L., Navasardyan, H., et al., 2009, MNRAS, 394, 2266

Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., Herwing, F., et al., 2011, ApJS, 192, 3

Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., Bildsten, L., et al., 2013, ApJS, 208, 4

Penney, R., & Hoefflich, P., 2014, ApJ, 795, 84

Popov, D. V., 1992, SvAL, 18, 53

Popov D. V., 1993, ApJ, 414, 712

- Popov, D. V., 1995, *AstL*, 21, 610
- Pumo, M. L., Zampieri, L., & Turatto, M., 2010, *MSAIS*, 14, 123
- Pumo, M. L., & Zampieri, L., 2011, *ApJ*, 741, 41
- Quimby, R. M., Kulkarni, S. R., Kasliwal, M. M., Gal-Yam, A., et al., 2011, *Nature*, 474, 487
- Rau, A., Kulkarni, S. R., Law, N. M., Bloom, J. S., et al., 2009, *PASP*, 121, 1334
- Richmond, M. W., Treffers, R. R., Filippenko, A. V., Young, P., et al., 1994, *AJ*, 107, 1022
- Ripero, J., 1993, *IAU Circ.*, 5731
- Sahu, D. K., Anupama, G. C., Srividya, S., Muneer, S., 2006, *MNRAS*, 372, 1315
- Shigeyama, T., Nomoto, K., Hashimoto, M., Sugimoto, D., 1987, *Nature*, 328, 320
- Shigeyama, T., & Nomoto, K., 1990, *ApJ*, 360, 242
- Shigeyama, T., Suzuki, T., Kumagai, S., Nomoto, K., et al., 1994, *ApJ*, 420, 341
- Smartt, S. J., 2009, *ARA&A*, 47, 63
- Smartt, S. J., Eldridge, J. J., Crockett, R. M., Mound, J. R., 2009, *MNRAS*, 395, 1409
- Smith, N., Li, W., Foley, R. J., Wheeler, J. C., et al., 2007, *ApJ*, 666, 1116
- Smith, N., & McCaray, 2007, *ApJ*, 671, 17
- Smith, N., Foley, R. J., Bloom, J. S., Li, W., et al., 2008, *ApJ*, 686, 485
- Smith, N., Li, W., Filippenko, A. V., Chornock, R., 2011, *MNRAS*, 412, 1522
- Smith, N. 2014, *ARA&A*, 52, 487
- Suntzeff, N. B., & Bouchet, P., 1990, *AJ*, 99, 650
- Szalai, T., Vinkó, J., Nagy, A. P., Silverman J. M., et al., 2016, *MNRAS*, tmp, 801
- Takáts, K., & Vinkó J., 2006, *MNRAS*, 372, 1735
- Takáts, K., Pumo, M. L., Elias-Rosa, N., Pastorello, A., et al., 2014, *MNRAS*, 438, 368
- Tomasella, L., Cappellaro, E., Fraser, M., Pumo, M. L., et al., 2013, *MNRAS*, 434, 1636
- Tóthné Parázsó Lenke, 2011, *A kutatásmódszertan matematikai alapjai (Elektronikus tananyag)*
- Tsvetkov, D. Y., Volnova, A. A., Shulga, A. P., Korotkiy, S. A., et al., 2006, *A&A*, 460, 769

Umeda, H., & Nomot, K., 2007, *ApJ*, 673, 1014

Utrobin, V. D., 1994, *A&A*, 281, 89

Utrobin, V. P., 2004, *Ast. Lett.*, 30, 293

Utrobin, V. D., & Chugai, N. N., 2005, *A&A*, 441, 271

Utrobin, V. D., & Chugai, N. N., 2008, *A&A*, 491, 507

Utrobin, V. D., & Chugai, N. N., 2009, *A&A*, 506, 829

Utrobin, V. D., & Chugai, N. N., 2015, *A&A*, 575, 100

Valenti, S., Sand, D., Pastorello, A., Graham, M. L., et al., 2014, *MNRAS*, 438, 101

Van Dyk, S. D., Zeng, W., Fox, O. D., Cenko S. B., et al., 2014, *AJ*, 147, 37

Vink, J.S., de Koter, A., Lamers, H.J.G.L.M., 2001, *A&A*, 369, 574.

Vinkó, J., Blake, R. M., Sárneczky, K., Csák, B., et al., 2004, *A&A*, 427, 453

Vinkó, J., Takáts, K., Szalai, T., Marion, G. H., et al., 2012, *A&A*, 540, 93

Weaver, T. A., Zimmerman, G. B., Woosley, S. E., 1978, *ApJ*, 225, 1021

Wheeler, J. C., Johnson, V., Clocchiatti, A., 2015, *MNRAS*, 450, 1295

Woosley, S. E., Eastman, R. G., Weaver, T. A., Pinto, P. A., 1994, *ApJ*, 429, 300

Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A., 2002, *Rev. Mod. Phys.*, 74, 1015

Woosley, S. E., Blinnikov, S., Heger, A., 2007, *Natur*, 450, 390

Woosley, S. E., 2010, *ApJ*, 719, 204

Young, T. R., Baron, E., & Branch, D., 1995, *ApJ*, 449, 51

Zampieri, L., Pastorello, A., Turatto, M., Cappellaro, E., et al., 2003, *MNRAS*, 338, 711

Zwitter, T., & Munari, U., 2004, *IAU Circ.*, 8413, 1

Függelék: LC2 fénygörbe-illesztő kód

```
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>

#define day 86400.0    /*1 day in seconds*/
#define xmin 0.4      /*Minimum ionization radius*/
#define dt 1.0        /*Time step (s)*/
#define Eni 3.89e10    /*Ni energy generation rate (erg/g/s)*/
#define Eco 6.8e9     /*Co energy generation rate (erg/g/s)*/
#define c 2.99e10     /*Speed of light (cm/s)*/
#define Msol 1.989e33 /*Solar mass (g)*/

double E, Mni, Ek, F, L, T0, T, Tc, Tion, Lion, Ith, IM, INi, Eth, Lsn;
double t, td, th, tmax, sigma, sigma1, p1, p2, p3, p4, p5, g, t0;
double xh, xi, dxi, Xni, Xco, dXni, dXco, logL, a, Z, A, Ag, Ep, s;
double kappa, M, v, R0, R, rho, ri, dr, Q, t0, tni, tco, tp, Em, Em1;

int data() /*Reading input file*/
{
    FILE *f;
    f=fopen("parameters.inp", "rt");
    fscanf(f, "%lf", &R0); /* Initial radius (cm)*/
    fscanf(f, "%lf", &M); /* Ejecta mass (M_sun)*/
    fscanf(f, "%lf", &Tion); /* Ionization /recombination temperature (K)*/
    fscanf(f, "%lf", &Mni); /* Initial nickel mass (M_sun)*/
    fscanf(f, "%lf", &Ek); /* Initial kinetic energy (1e51 erg)*/
    fscanf(f, "%lf", &E); /* Initial thermal energy (1e51 erg)*/
    fscanf(f, "%lf", &a); /* Exponential density profile exponent*/
    fscanf(f, "%lf", &s); /* Power-low density profile exponent*/
    fscanf(f, "%lf", &kappa); /* Thompson scattering opacity (cm^2/g)*/
    fscanf(f, "%lf", &Ep); /* Initial magnetar rotational energy (erg)*/
    fscanf(f, "%lf", &tp); /* Characteristic time scale of magnetar spin-down (d)*/
    fscanf(f, "%lf", &Ag); /* Gamma-leak (d^2)*/
    fscanf(f, "%lf", &tmax); /* Final epoch (day)*/

    M=Msol*M;          Mni=Msol*Mni;
    E=1e51*E;          Ek=1e51*Ek;
    Ep=1e51*Ep;        tp=tp*86400.0;
    Ag=Ag*pow(86400.0,2);
    T0=pow(E*M_PI/(4*pow(R0,3.0)*7.57e-15),0.25);

    if (s==3.0 || s==5.0)
    { printf("Parameter error! The n=3.0 and n=5.0 are forbidden!\n"); exit(1); }
    fclose(f);
}

double psi(double x) /*Temperature profile assuming uniform density*/
```

```

{ double z;
  if (x==1.0) z=0.0; else if (x>0) z=sin(M_PI*x)/(M_PI*x); else z=1.0;
  return z;
}

double eta(double x, double a1) /*Exponential density profile */
{ double z;
  if (x<xmin) z=1; else z=exp(-a1*(x-xmin));
  return z;
}

double theta(double x, double a2) /*Power-low density profile */
{ double z;
  if (x<xmin) z=1; else z=pow(x/xmin,-a2);
  return z;
}

double temp(double T1,double y0) /*Find ionization radius */
{
  double y,dy,zone;
  y=y0;
  dy=1e-9;
  T=T1*pow(psi(1.0),0.25);

  while(y>=xmin && T<Tion)
  {
    T=T1*pow(psi(y),0.25);
    y=y-dy;
  }

  if (y<y0) zone=y+0.5*dy; else zone=y0;
  return zone;
}

double IM_int(double b, double a1, double a2)
{
  double sum=0.0,x=0.0,dx=1e-7;
  while(x<b)
  {
    sum=sum+(eta(x,a1)*pow(x,a2)+eta(x+dx,a1)*pow(x+dx,a2))*dx*0.5;
    x=x+dx;
  }
  return sum;
}

double Ith_int (double b)

```

```

{
double sum=0.0,x=0.0,dx=1e-7;
while(x<b)
{
sum=sum+(psi(x)*x*x+psi(x+dx)*pow(x+dx,2.0))*dx*0.5;
x=x+dx;
}
return sum;
}

double series (double x)      /*Taylor-series of sin(pi*x)/(pi*x)*/
{
double z;
z=1-pow(M_PI*x,2)/6.0+pow(M_PI*x,4)/120.0-pow(M_PI*x,6)/5040.0
+pow(M_PI*x,8)/362880.0;
return z;
}

int main()
{
int j=0, i=0;
double dF1, dF2, dF3, dF4;
double opac,f,g1;

tni=8.8*day;      /*Ni decay time (s)*/
tco=111.3*day;    /*Co decay time (s)*/

data();

tmax=tmax*day;    /* Final epoch (s)*/
t=0.0;    F=1.0;
xh=1.0;    xi=1.0;
Xni=1.0;    Xco=0.0;
Q = 3.22e13;      /* Ionization energy release */

Ith=Ith_int(1.0);
IM=IM_int(1.0,a,2.0);

if(s==0.0) f=IM_int(1.0,a,2.0);
else f=(3.0*pow(xmin,s)-s*pow(xmin,3.0))/(3.0*(3.0-s));

if(s==0.0) g1=IM_int(1.0,a,4.0);
else g1=(5.0*pow(xmin,s)-s*pow(xmin,5.0))/(5.0*(5.0-s));

v=sqrt(2.0*Ek*f/(g1*M));
rho=M/(4.0*M_PI*pow(R0,3)*f);

td=3.0*kappa*rho*R0*R0/(pow(M_PI,2.0)*c);

```

th=R0/v;

Eth=4.0*M_PI*pow(R0,3)*7.57e-15*pow(T0,4.0)*Ith;
t0=pow(2.0*th*td,0.5) ;

```
printf ( "#Supernova light curve model based on Arnett & Fu ApJ 340, 396 (1989)\n");
printf ( "#\n");
printf ( "# Inital model parameters\n");
printf ( "#R0 = %lg cm\n",R0);
printf ( "#Mej = %lg M_sol\n",M/Msol);
printf ( "#MNi = %lg M_sol\n",Mni/Msol);
printf ( "#Eth = %lg erg\n",Eth);
printf ( "#Ekin = %lg erg\n",Ek);
printf ( "#Trec = %lg K\n",Tion);
printf ( "#kappa = %lg cm^2/g\n",kappa);
printf ( "#a = %lg \n",a);
printf ( "#s = %lg \n",s);
printf ( "#Ep = %lg erg\n",Ep);
printf ( "#tp= %lg d\n",tp/day);
printf ( "#Ag = %lg d^2\n",Ag/(day*day));
printf ( "#\n");
printf ( "#Calaculated physical properties \n");
printf ( "#v = %lg km/s\n", v/1e5);
printf ( "#rho0 = %lg g/cm^3\n", rho);
printf ( "#td = %lg d\n", td/day);
printf ( "#th = %lg d\n", th/day);
printf ( "#t0 = %lg d\n", t0/day);
printf ( "#\n");
printf ( "#t/day    Lsn    logLsn    Ldiff    Lrec    xi \n");
```

p1=Eni*Mni*tni/Eth;
p2=tni/td;
p3=tni/Eth;
p4=tni/tco;
p5=Eco/Eni;

```
while( t<=tmax)
{
    opac=1-exp(-Ag/(t*t));

    if (tp==0) Em=0;    else Em=Ep/(tp*pow((1.0+t/tp),2.0) );
    if (tp==0) Em1=0;   else Em1=Ep/(tp*pow((1.0+(t+dt*0.5)/tp),2.0) );

    R=R0+v*t;
    sigma=R/R0;
    sigma1=(R0+v*(t+dt*0.5))/R0;
    Tc=T0*pow(F,0.25)/sigma;
```

```

if (xi>=xmin && Tc>Tion) xi=temp(Tc,xh);
else xi=xmin;

dxi=( series (xh)–series (xi))*xi;
g=Xni+p5*Xco;
dXni=–Xni*dt/tni;
dXco=(Xni–p4*Xco)*dt/tni;
ri=xi*R;
dr=dxi*R; if (dr>0.0) dr=0.0;

if (s==0.0)Lion=–4.0*M_PI*rho*eta(xi,a)*pow(sigma,–3.0)*Q*ri*ri*dr/dt;
else Lion=–4.0*M_PI*rho*theta(xi,s)*pow(sigma,–3.0)*Q*ri*ri*dr/dt;
if (Lion<0) Lion=0.0;

L=xi*F*Eth*opac/td;
Lsn=L+Lion;
logL=log10(Lsn);

if (j==0){ printf ("%lf %lg %lg %lg %lg %lg \n",t/day, Lsn, logL, L, Lion, xi);}
j++;
if (j==10000) j=0;

/*Runge–Kutta method*/
dF1=sigma/pow(xi,3.0)*(p1*g–p2*F*xi–2.0*F*pow(xi,2.0)*dxi*tni/(sigma*dt)
+p3*Em);
dF2=sigma1/pow(xi,3.0)*(p1*g–p2*(F+dF1*dt*0.5/tni)*xi
–2.0*(F+dF1*dt*0.5/tni)*pow(xi,2)*dxi*tni/(sigma1*dt)+p3*Em1);
dF3=sigma1/pow(xi,3.0)*(p1*g–p2*(F+dF2*dt*0.5/tni)*xi
–2.0*(F+dF2*dt*0.5/tni)*pow(xi,2)*dxi*tni/(sigma1*dt)+p3*Em1);
dF4=sigma1/pow(xi,3.0)*(p1*g–p2*(F+dF3*dt/tni)*xi
–2.0*(F+dF3*dt/tni)*pow(xi,2)*dxi*tni/(sigma1*dt)+p3*Em1);
F=F+(dF1+2.0*dF2+2.0*dF3+dF4)*dt/(6.0*tni);

Xni=Xni+dXni;
Xco=Xco+dXco;
xh=xi;
t=t+dt;
}
}

```
